

**Untersuchungen der Zyklotron-Resonanzeffekte im Röntgenspektrum
von Her X-1**

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Wolfgang Voges
aus Aurich

München, den 30. Oktober 1984

**Untersuchungen der Zyklotron-Resonanzeffekte im Röntgenspektrum
von Her X-1**

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Wolfgang Voges
aus Aurich

München, den 30. Oktober 1984

1. Gutachter : Prof. Dr. Joachim Trümper

2. Gutachter : Prof. Dr. Rolf Kudritzki

Tag der mündlichen Prüfung : 26.2.1985

Inhaltsverzeichnis

	<i>Seite</i>
1. Zusammenfassung	1
2. Das Doppelsternsystem Hercules X-1 / HZ Herculis	5
3. Das Ballon-Röntgenteleskop	11
4. Auswertung der Daten von Her X-1 im "HIGH-ON"-, "LOW-ON"- und "LOW-OFF"-Zustand	19
4.1. Korrektur der Photonenankunftszeit auf das Baryzentrum	19
4.2. Bestimmung der Rotationsperiode mit Hilfe verschiedener Methoden	23
4.2.1. Fourier-Analyse	23
4.2.2. Periodogramm-Methode	25
4.2.3. Die χ^2 -Methode	27
4.2.4. Zusammenfassung der Ergebnisse zur Periodensuche	28
4.3. Untersuchung der Pulsation	29
4.3.1. Vergleich der 1.24 sec Lichtkurven der drei Intensitätszustände	29
4.3.2. Energieabhängige Lichtkurven im "HIGH-ON"- Zustand	32
4.3.3. Zeitabhängige Lichtkurven	36
4.4. Energie-Spektrum-Analyse	40
4.4.1. Auswertungs-Verfahren	40
4.4.2. Erzeugung von Rohdaten-Spektren	41
4.4.3. Berechnung des Quell-Spektrums mittels diverser Modell-Spektren	43
4.4.4. Phasenabhängige Energie-Spektrum-Analyse	55
4.4.5. Zeitliche Variationen des Energiespektrums	61
5. Zusammenfassung der Meßergebnisse und Vergleich mit anderen Beobachtungen	67
5.1. Die 35-Tage Intensitätsvariation von Her X-1	67
5.2. Die 1.24 sec Rotationsperiode	71
5.3. Untersuchung der Pulsationen	75
5.4. Analyse des Energie-Spektrums	83
5.5. Phasenabhängigkeit der Linienenergie	90
6. Modellüberlegungen zur phasenabhängigen Variation der Linienstruktur	93
6.1. Zur Erklärung der spektralen Struktur	93
6.2. Die thermische Doppler-Verbreiterung	98
6.3. Linienverschiebung durch den Doppler-Effekt	102
6.4. Linienverschiebung durch die radiale Abhängigkeit der Magnetfeldstärke	103
6.5. Vergleich der Modelle	105
6.6. Modellrechnungen zur phasenabhängigen Variation der Linienstruktur	106
7. Schlußbemerkung	113
8. Literaturverzeichnis	115



Digitized by the Internet Archive
in 2026

1. Zusammenfassung

Im Herbst 1977 wurden bei drei Ballonflügen von Palestine, Texas, aus zehn Röntgenquellen im Energiebereich von 18-120 keV beobachtet. Hauptanliegen der Kampagne war die erneute Messung des Energiespektrums von dem Neutronenstern Her X-1, um nach der bereits im Mai 1976 von uns gefundenen Elektron-Zyklotronlinie in dem superstarken Magnetfeld mit wesentlich vergrößerter Detektorfläche zu suchen. Außerdem gelang es, Her X-1 zu drei verschiedenen Phasen des 35-Tage Intensitäts-Zyklus im "HIGH-ON"-, "LOW-ON"- und "LOW-OFF"- Zustand zu beobachten. In der vorliegenden Arbeit werden die Auswertung dieser Her X-1 Daten beschrieben und ihre Ergebnisse dargestellt und diskutiert.

Die durch die Rotation des Neutronensterns mit 1.24 sec modulierte Röntgenstrahlung wurde bei allen drei Beobachtungen gemessen und konnte somit zum ersten Mal im harten Röntgenbereich während des "LOW-ON"- und "LOW-OFF"-Zustandes nachgewiesen werden. Die gefundene Periode liegt auf der geradlinigen Extrapolationskurve früherer Messungen, die eine Periodenabnahme über viele Jahre belegt. Sie entspricht dem vom OSO-8 Satelliten zur gleichen Zeit bestimmten Periodenwert.

Die 1.24 sec Lichtkurve zeigt zu den drei verschiedenen Phasen der 35-Tage Periode eine stark unterschiedliche Pulsform. Während im "HIGH-ON"-Zustand der zum Hauptpuls um $\sim 180^\circ$ phasenverschobene Interpuls um den Faktor 12 in der Intensität schwächer ist als der Hauptpuls, beträgt dieser Faktor nur noch 2.5 im "LOW-ON"-Zustand. Dies bedeutet, daß im wesentlichen nur der Hauptpuls gegenüber dem Interpuls abgeschwächt wird. Im "LOW-OFF"-Zustand ist nur der Hauptpuls vorhanden. Die 1.24 sec Pulsationen sind im "HIGH-ON" bis 70 keV, im "LOW-ON" bis 52 keV und im "LOW-OFF" bis 33 keV sichtbar.

Die Untersuchung der 1.24 sec Pulsform des Hauptpulses während des "HIGH-ON"-Zustandes im Energiebereich 20-70 keV erbringt folgende Ergebnisse : Die Pulsbreite beträgt ca. 20% der Rotationsperiode bis zu 55 keV, oberhalb dieser Energie werden die Pulse mit zunehmender Energie immer schmaler. Die Pulsform ist - gemittelt über den gesamten Energiebereich - symmetrisch. Betrachtet man sie jedoch in den verschiedenen Energiebereichen, so lassen sich die Pulse durch eine Gaußkurve mit energieabhängigen asymmetrischen Flanken beschreiben. Die rechte Flanke wird bis zu 40 keV

um einen Faktor 2 breiter und wird zu höheren Energien um den selben Betrag wieder schmaler. Die linke Flanke zeigt annähernd das umgekehrte Verhalten. Der gepulste Anteil der Strahlung beträgt bis 50 keV etwa 50% und steigt dann auf nahezu 100% an. Während der "HIGH-ON" Beobachtung von 4.4 Stunden Dauer wurde keine signifikante zeitliche Variation der Pulsform gefunden, die im Abstand von 30 Minuten über jeweils ca. 15 Minuten ermittelt wurde.

Das Kontinuumspektrum von Her X-1 zu den drei beobachteten 35-Tage Phasen hat die gleiche spektrale Form, nur der die Intensität beschreibende Parameter ist unterschiedlich. Eine spektrale Struktur ist nur, dafür aber sehr deutlich, während der "HIGH-ON"-Beobachtung zu erkennen. Die Auswertung der Energiespektren für diese Beobachtung ergibt folgende Ergebnisse: Das gemessene gepulste Energiespektrum von Her X-1 im Bereich von 26-120 keV kann am besten durch ein exponentiell abfallendes Kontinuum dargestellt werden, dem entweder eine Emissionslinie bei 51 keV oder eine Absorptionslinie bei 38 keV überlagert ist. Die Linienstruktur zeigt eine Signifikanz von mehr als 15σ . Weder ein einfaches Kontinuum noch eine Superposition von zwei Kontinuumspektren liefern eine annehmbare Anpassung an das gemessene Spektrum. Mit diesem Meßergebnis konnte die Existenz der im Mai 1976 gefundenen spektralen Struktur mit wesentlich verbesserter Signifikanz bestätigt werden. Aus der Linienenergie läßt sich ohne weitere Annahmen direkt die Magnetfeldstärke des Neutronensterns mit $(3 - 5) \times 10^{12}$ Gauß berechnen, wenn man die beobachtete Linie als Übergang eines Elektrons zwischen dem ersten angeregten Landau-Niveau und dem Grundzustand interpretiert.

Die Linienbreite konnte aufgrund der besseren Photonenstatistik genauer bestimmt werden. Sie ergibt sich zu 21 keV für die Emissionslinie bzw. 6 keV für die Absorptionslinie und ist somit breiter als ursprünglich angenommen.

Die Intensitäten und die Form des Kontinuums sowie die Linienintensitäten der ersten Harmonischen stimmen bei den Beobachtungen in den Jahren 1976 und 1977 innerhalb der Fehlergrenzen gut überein. Die Beobachtung von 1977 liefert für eine Linienemission der zweiten Harmonischen nur eine obere Grenze von 2.4×10^{-4} Photonen/cm² sec. Damit ist das Verhältnis der Linienintensitäten von zweiter zu erster Harmonischen 1977 kleiner als 10%, während es 1976 etwa 1 betrug.

Die Parameter, die das Kontinuum und die spektrale Struktur beschreiben, wurden nach Zeitvariationen und Pulsphasenabhängigkeit während der Beobachtungszeit untersucht. Die spektrale Linie konnte in jedem der acht Einzelbeobachtungen von jeweils ca. 15 Minuten Dauer signifikant nachgewiesen werden. Es wurde keine zeitliche Variabilität der spektralen Parameter gefunden.

Eine Abhängigkeit der spektralen Form von der Phase der 1.24 sec Pulsperiode, wie sie andeutungsweise bereits durch den HEAO-1 Satelliten gefunden wurde, konnte durch unsere Messungen bestätigt und für einen noch größeren Phasenbereich festgestellt werden. Durch Zusammenlegung beider Datensätze konnte die funktionale Abhängigkeit der Zyklotronresonanz-Energie von der Pulsphase festgelegt werden. Eine Sinuskurve ergibt eine gute Anpassung an die vorhandenen Datenpunkte. Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist die Feststellung, daß die Amplitude der Variation in der Emissionslinienenergie um den Faktor 4-5 größer ist als für die Absorptionslinienenergie.

Die beobachtete Abhängigkeit der spektralen Form von der Pulsphase ist eine unmittelbare Konsequenz der physikalischen Situation: Die Abstrahlung von der heißen Polkappe des Neutronensterns hängt stark vom polaren Winkel ab. Dieser Winkel zwischen Magnetfeldachse und Beobachtungsrichtung ändert sich selbst mit der 1.24 sec Rotationsphase. Dabei können verschiedene physikalische Prozesse eine Rolle spielen: 1. Thermische Dopplerverbreiterung der Resonanzlinie, 2. Dopplerverschiebung für den Fall, daß das strahlende Material in Bewegung ist, und 3. Absorption und Streuung in der kalten Akkretionssäule, die sich über dem heißen Fleck befindet.

Die gefundene Variation der spektralen Form sowie die gemessene Pulsform der 1.24 sec Röntgenlichtkurve wurden benutzt, um aufgrund von theoretischen Modellvorstellungen eine Aussage über die Strahlungsgeometrie und eine eventuelle Entscheidung über die Natur der spektralen Struktur als Phänomen in Emission oder Absorption treffen zu können. Der Vergleich der Beobachtungsergebnisse mit den Modellvorstellungen sowie eine Simulationsrechnung führen zu folgendem in sich konsistenten Bild: Die harte Röntgenstrahlung von Her X-1 stammt aus einer heißen, optisch dicken Schicht von der Polkappe des Neutronensterns; sie wird in Form eines "Pencil-beams" abgestrahlt. Die Zyklotronlinie erscheint in Absorption und zeigt eine thermische Dopplerverbreiterung.

2. Das Doppelsternsystem Hercules X-1 / HZ Herculis

Die Entdeckung, daß Röntgensterne in Doppelsternsystemen zu finden sind und Masse austauschen, gehört wohl zu den wichtigsten Ergebnissen der Röntgenastronomie der 70 er Jahre. Bereits vorher hatten Burbidge (1967), Shklovsky (1967), Cameron und Mock (1967), Hayakawa und Sugimoto (1968) sowie Prendergast und Burbidge (1968) vorgeschlagen, daß in Doppelsternsystemen die Akkretion von Materie auf kompakte Objekte - Weiße Zwerge, Neutronensterne oder Schwarze Löcher - für die starke Röntgenemission der damals noch nicht identifizierten, außerordentlich leuchtkräftigen und variablen Röntgenquellen verantwortlich sein könnte. Her X-1 gehörte zu den ersten Röntgenobjekten, deren Doppelsternnatur entdeckt wurde, und ist heute wohl die am besten untersuchte pulsierende Röntgenquelle in einem solchen System.

Nach seiner Entdeckung durch den amerikanischen Röntgensatelliten UHURU im Jahre 1971 (Tananbaum et al. 1972) und der verbesserten Positionsbestimmung durch den OSO-7 Satelliten (Clark et al. 1972) konnte nach einem Hinweis für die optische Identifikation (Liller 1972) der Doppelstern-Partner HZ-Herculis eindeutig durch die Messung seiner optischen Lichtkurve (Bahcall und Bahcall 1972, Forman, Jones und Liller 1972) und seiner 1.24 sec Pulsationen (Davidsen et al. 1972) zugeordnet werden. (Bereits 1936 war Hoffmeister dieses Objekt als irregulärer, veränderlicher Stern aufgefallen.) Eine große Zahl von Beobachtungen durch Röntgendetektoren mit Ballonen, Raketen und Satelliten sowie durch erdgebundene Teleskope im sichtbaren Licht ergaben eine Menge von Erkenntnissen, von denen einige kurz skizziert werden sollen.

Der Röntgenstern Her X-1 pulsiert entsprechend seiner Rotationsperiode mit 1.24 sec und bewegt sich in 1.7 Tagen um den optischen Begleitstern, wobei er für ca. 6 Stunden von diesem verdeckt wird. Alle 35 Tage befindet sich die Röntgenquelle für ca. 11 Tage in einem hohen Intensitätszustand. Die restlichen 24 Tage zeigt sie eine um den Faktor 30 geringere Intensität, die nur in der Mitte dieses Zeitraumes noch einmal für ca. 5 Tage auf einen höheren Wert ansteigt, der etwa um einen Faktor 3-4 niedriger liegt als im hohen Intensitäts-Zustand (siehe Abbildung 1 , Gorecki et al. 1982).

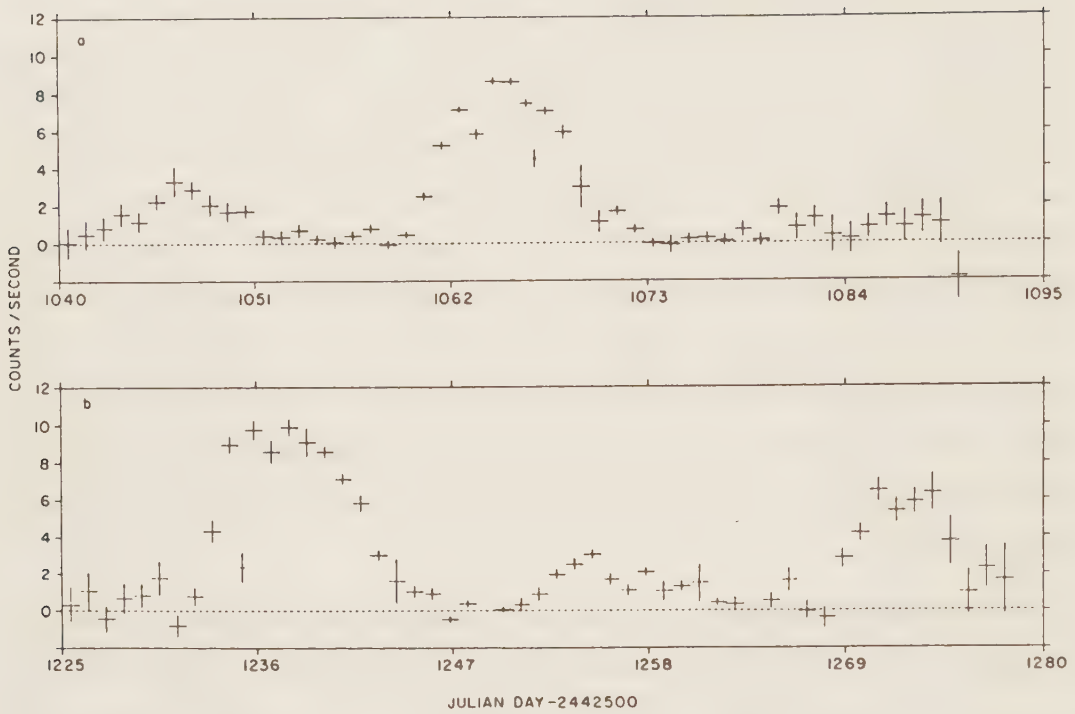


Abb.1: Die 35-Tage Intensitätsvariation von Her X-1 im Energiebereich 13-80 keV gemessen vom HEAO-1 Satelliten im Februar und August 1978. (Aus Gorecki et al. 1982)

Die durch die Intensität gekennzeichneten Zustände von Her X-1 werden mit "HIGH-ON", "LOW-ON" und "LOW-OFF" bezeichnet. Ein weiteres interessantes Charakteristikum zeigt sich im Niederenergiebereich, in dem die Röntgenstrahlung alle 1.65 Tage für ca. 5-6 Stunden absorbiert wird. Dieser Zeitbereich wird mit "Absorptions-dip" bezeichnet und entspricht der Schwebungsfrequenz aus 1.7-Tage Bahnperiode und 35-Tage Periode. Das Auftreten der 35-Tage Intensitätsschwankung und der niederenergetischen Absorption ist noch nicht völlig geklärt. Sicher hängen beide Phänomene mit der Existenz einer Akkretionsscheibe zusammen, in der die von dem optischen Begleitstern abströmende Materie aufgesammelt wird, bevor sie durch das starke Magnetfeld geführt, in einer engen Akkretionssäule über den Polkappen des Neutronensterns auf dessen Oberfläche stürzt. Die Akkretionsscheibe könnte eine Art Präzessionsbewegung ausführen, die dazu führt, daß sie sich für einige Zeit zwischen Röntgenquelle und Beobachter schiebt und so die Strahlung abschattet (siehe z.B. Petterson 1975). Eine andere Möglichkeit wird von Meyer und Meyer-Hofmeister (1984) diskutiert. Durch

Instabilitäten in der Akkretionsscheibe könnte eine periodische Dickenveränderung erzeugt werden und so die beobachtete Intensitätsvariation verursachen.

Das beobachtete Energiespektrum der Röntgenstrahlung reicht von 0.15 bis 120 keV. Es ist schematisch bis 80 keV in der Abbildung 2 dargestellt (McCray et al. 1982) und zeigt eine Reihe von charakteristischen Eigenschaften. Die weiche Komponente (0.15 -0.7 keV) kann wiedergegeben werden durch eine Schwarzkörper-Strahlung mit einer Temperatur kT von 0.11 keV, die durch kaltes, zwischen Quelle und Beobachter sich befindendes, in-

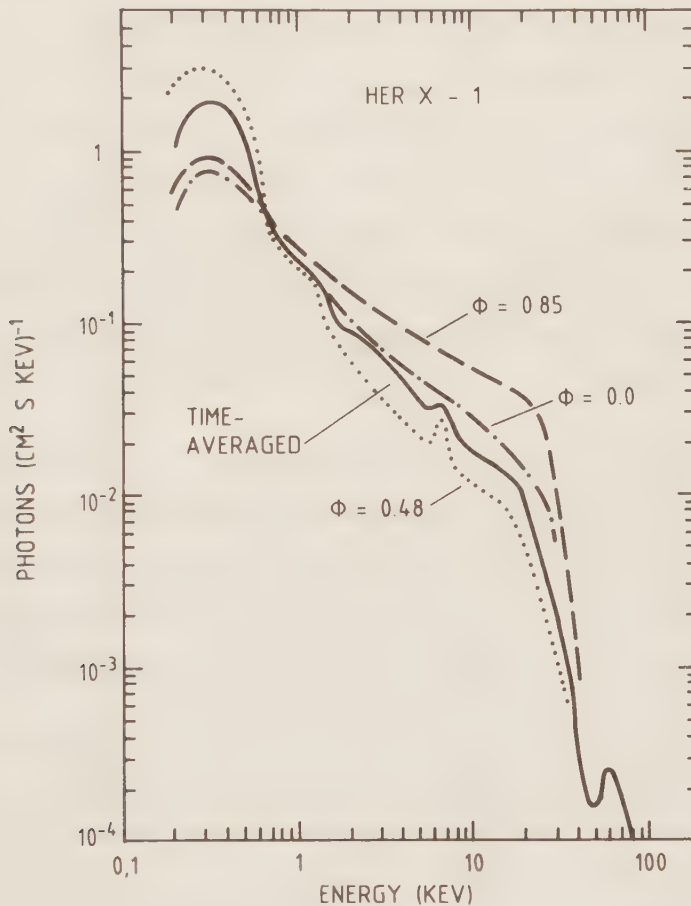


Abb.2: Das aus mehreren Messungen zusammengestellte Röntgenspektrum von Her X-1 in Abhängigkeit von der 1.24 sec Pulsphase. Die durchgezogene Linie zeigt das zeitgemittelte Spektrum mit einer intensiven, weichen Komponente ($E \leq 0.6$ keV), einem Kontinuum zwischen 2 und 20 keV mit einem Potenzgesetz, einer Eisen-Emissionslinie bei $E \sim 7$ keV, einem Knick im Spektrum bei $E \geq 20$ keV und einer spektralen Struktur bei $E \sim 50$ keV. Die gestrichelten und gepunkteten Kurven stellen die Spektren im Maximum ($\phi=0.85$) bzw. nahe dem Minimum ($\phi=0.48$) der harten Röntgenpulsation dar und zeigen, daß die maximale Intensität in der weichen Puls-Komponente und die Eisen-Emissionslinie phasenverschoben sind zur harten Puls-Komponente. (Aus Mc Cray et al. 1982)

terstellares Gas abgeschwächt wird ($N_H \approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$). Zwischen 1.5 und etwa 25 keV kann das Spektrum durch ein Potenzgesetz der Form $I = I_0 \times E^{-n}$ dargestellt werden, wobei im Energiebereich von 1.5 bis 4.5 keV der Exponent n den Wert 1.5 hat. Bis ca. 25 keV flacht das Spektrum dann leicht ab; der Exponent hat den Wert 1. Oberhalb dieser Energie fällt das Spektrum steil ab und kann z.B. durch ein Exponential-Gesetz $I = I_0 \times e^{-E/E_0}$ mit einem Exponenten $E_0 = 7 \text{ keV}$ beschrieben werden.

Zwei spektrale Strukturen sind im Energiespektrum zu erkennen. Bei ca. 6-7 keV befindet sich eine Emissionslinie, die als K_α -Linie des Fe^{25+} identifiziert worden ist (Pravdo et al. 1977a, 1978a). Die Struktur im harten Röntgenbereich ($>10 \text{ keV}$), die mit dem Vorläufer des hier beschriebenen Detektors 1976 gefunden wurde (Trümper et al. 1977, 1978), ist in der Abbildung 3 gezeigt. Sie wird als Zyklotronresonanz der Elektronen im superstarken Magnetfeld des Neutronensterns interpretiert und ermöglicht die direkte Bestimmung der Magnetfeldstärke mit $(3 - 5) \times 10^{12} \text{ Gauß}$. Die Untersuchung dieser Struktur im Energiespektrum von Her X-1 ist das Hauptanliegen dieser Arbeit.

Die Pulsmaxima der Lichtkurven im weichen ($\leq 1 \text{ keV}$) und harten ($\geq 10 \text{ keV}$) Röntgenbereich sind durch eine Phasenverschiebung um ca. 240° gekennzeichnet. Dies wird damit erklärt, daß die weiche Röntgenstrahlung vom inneren Rand der Akkretionsscheibe stammt, die von der an den Polkappen des Neutronensterns erzeugten harten Komponente aufgeheizt wird.

Ein Teil der vom Neutronenstern ausgesandten Röntgenstrahlung heizt die Oberfläche des optischen Begleitsterns auf ca. $10300^\circ \text{ Kelvin}$ auf, während die "Schattenseite" nur eine Temperatur von ca. $6800^\circ \text{ Kelvin}$ aufweist (Forman, Jones und Liller, 1972). Hierdurch wird eine Helligkeits- und Farbvariation mit einer Periode von 1.7 Tagen erzeugt, wobei der spektrale Typ des Sterns zwischen einem B- und F-Stern variiert. Dabei werden die Röntgenquanten reprozessiert, d.h. sie werden in der Photosphäre des Begleitsterns durch Photoeffekt absorbiert und regen dadurch eine optische Emission an, die ebenfalls eine Pulsation von 1.24 sec zeigt (Groth 1974). Eine Durchsicht alter photographischer Platten von 1890 - 1972 ergab eine weitere Variabilität des Doppelsternsystems (Jones, Forman und Liller 1973, Hudec und Wenzel 1976). Die Quelle HZ-Herculis zeigte in diesem Zeitraum ein irreguläres Langzeit-Verhalten. So war die Quelle inaktiv z.B. von 1937-1944

und von 1949-1956; ununterbrochen aktiv ist sie jedoch wieder seit 1957. Welcher physikalische Mechanismus für diese Variabilität verantwortlich ist, wissen wir noch nicht. Eine Möglichkeit besteht darin, daß der optische Begleitstern seine Roche-Fläche ganz oder nur unvollkommen ausfüllt und so der Materiefluß zum kompakten Neutronenstern unterschiedlich stark ist. Dadurch könnte die Röntgenemission beeinflusst und z.T. ganz unterbrochen werden (McCray 1973, Jones, Forman und Liller 1973, McCray und Hatchett 1975, Börner et al. 1978, Anzer und Börner 1980).

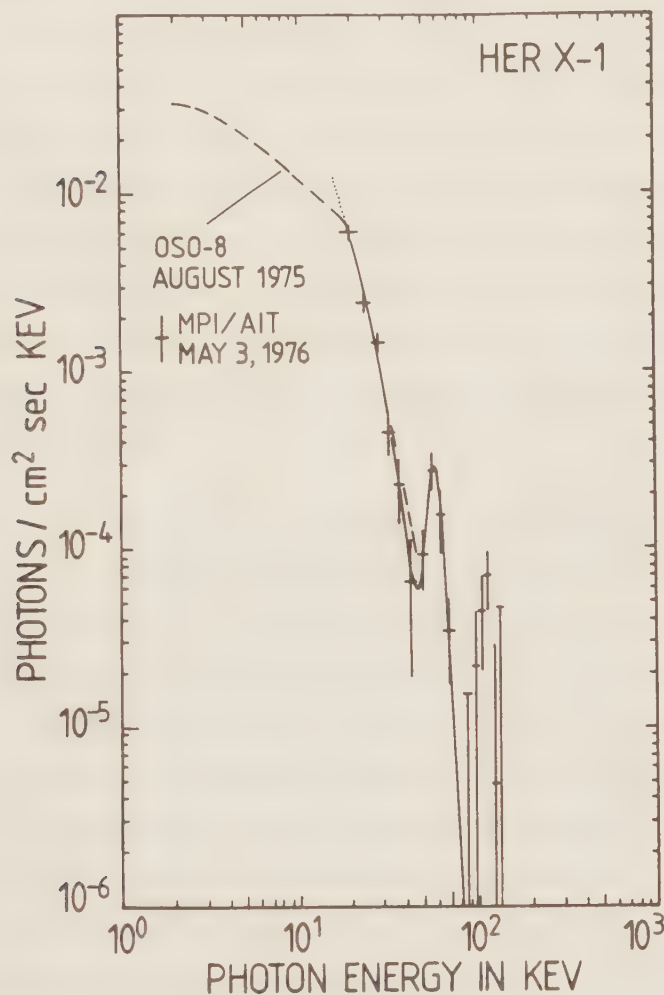


Abb.3: Entfaltetes Energiespektrum von Her X-1. Die durchgezogene Linie stellt die beste Anpassung eines Exponential-Spektrums mit einer Emissionslinie an die Puls-Daten vom "HIGH-ON"-Zustand am 3. Mai 1976 dar. Zum Vergleich ist das totale Spektrum von Her X-1 gezeigt, das von Becker et al.(1977) mit dem OSO-8 Satelliten während des "HIGH-ON"-Zustands im August 1975 gemessen wurde. (Aus Trümper et al. 1977)

3. Das Ballon-Röntgenteleskop

Für die Beobachtung von Röntgenquellen im Energiebereich oberhalb von 10 keV - dem sogenannten harten Röntgenbereich - wurde eine ballongetragene Apparatur benutzt, deren Entwicklung im Jahr 1972 am Astronomischen Institut der Universität in Tübingen begann. Seit 1975 wurde dieses Röntgenteleskop in enger Zusammenarbeit zwischen dem Tübinger Institut und dem Garchinger MPI für extraterrestrische Physik weiterentwickelt und mehrfach eingesetzt. Nach 1978 wurde das wesentlich vergrößerte Röntgenteleskop HEXE mit 2400 cm² großflächigen Phoswich-Detektoren und einem ca. 100 cm² großen Halbleiter-Detektor ausgestattet und geflogen. Insgesamt sind seit 1973 zehn erfolgreiche Ballonflüge von Palestine, Texas in den USA und von Alice Springs in Australien durchgeführt worden. Die Entwicklung von Teilsystemen dieser Apparatur ist Gegenstand vieler Diplom- und Staatsexamens-Arbeiten gewesen. Auf eine detaillierte Beschreibung des gesamten Systems soll deshalb hier verzichtet und auf einige dieser Arbeiten verwiesen werden (Clemente 1977, Bickert 1979, Goetz 1981, Stehle 1981, Theinhardt 1981, Baumgartl 1982, Gradmann 1983, Kahabka 1983, siehe auch Reppin et al. 1978).

Die Ergebnisse dieser Arbeit stammen von drei Ballonflügen im Jahr 1977, die mit der im folgenden beschriebenen Apparatur durchgeführt wurden. Das Detektorsystem ist in der Abbildung 4 im Querschnitt schematisch dargestellt. Der Kern der Apparatur besteht aus vier Phoswich-Szintillationszählern. Jede Einheit setzt sich zusammen aus 3 mm dünnen NaJ(Tl) Kristallen zum Nachweis der Röntgenquanten und aus 50 mm dicken CsJ(Tl) Kristallen zur Abschirmung gegen Hintergrundereignisse. Beide Kristalle werden gemeinsam von einem Photomultiplier betrachtet. Da die Abklingzeiten der Lichtpulse im NaJ und im CsJ unterschiedlich sind, kann durch "Pulsform-Diskriminierung" eine weitgehend eindeutige Zuordnung der Ereignisse erreicht werden.

Eine zusätzliche Reduzierung des Hintergrunds wird durch eine passive Abschirmung aus 3 mm starken Bleiplatten erreicht, die auf der Innenseite mit 2 mm Zinn und 1 mm Messing beschichtet sind, sowie durch einen aktiven 10 mm starken Plastiksintillator als Antikoinzidenzzähler. Ein Kollimator begrenzt das Gesichtsfeld des Detektors. Zwei verschiedene Kollimatortypen

kamen zum Einsatz. Für die beiden Ballonflüge am 3. September und 18. Oktober 1977 wurde ein aus Messingsröhren zusammengesetzter Kollimator benutzt, der ein kreisförmiges Gesichtsfeld von 3° FWHM definierte. Am 20. September wurde ein honigwabenartig aufgebauter "graded shield" Kollimator geflogen, dessen Wände aus Wolfram, Zinn und Kupfer bestanden. Das sechseckförmige Gesichtsfeld wurde ebenfalls auf 3° FWHM begrenzt. Die effektive Detektorfläche unter Einsatz des letztgenannten Kollimators betrug 766 cm^2 und für den Messingkollimator 664 cm^2 . Die Abbildung 5 zeigt Rohdaten-Hintergrunds-Spektren, aufgenommen mit a) dem Messingkollimator und b) dem "graded shield" Kollimator. Beide Energiespektren sind bis ca. 70 keV fast identisch, oberhalb von 70 keV weichen sie jedoch stark von einander ab. Im Vergleich zum Messingkollimator absorbiert der "graded shield" Kollimator oberhalb von 70 keV die einfallende Hintergrundstrahlung zu höheren Energien hin stärker.

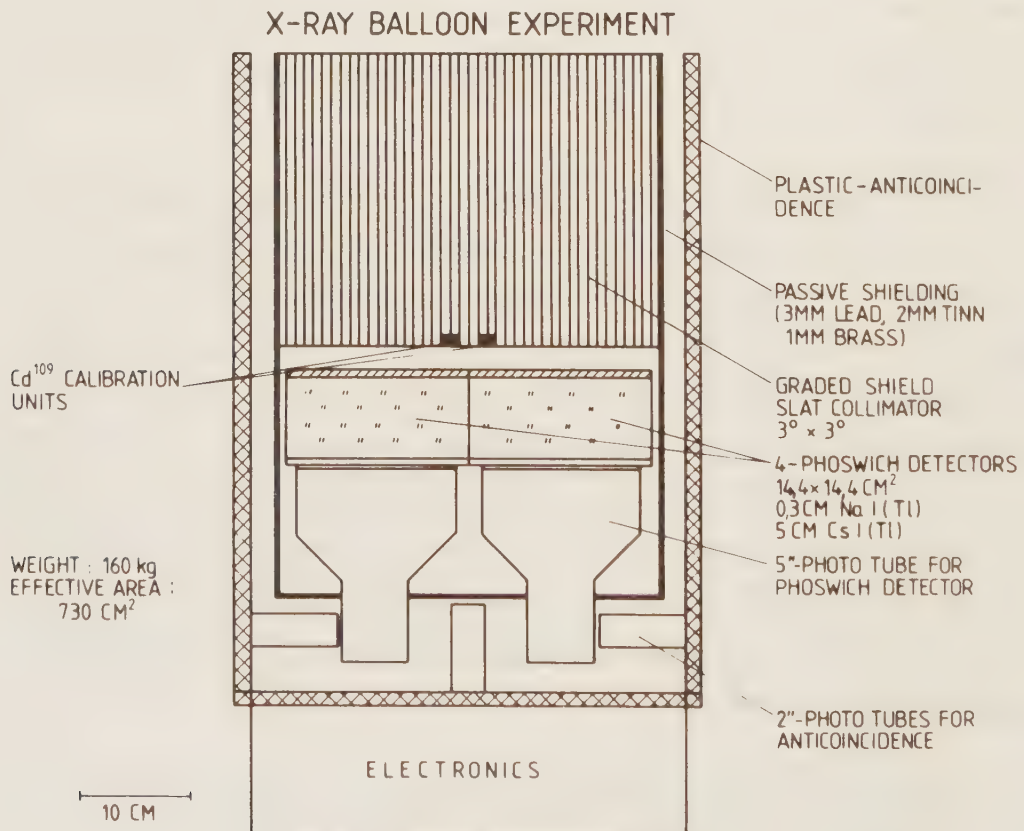


Abb.4: Schnitt durch einen Phoswich-Block der Ballon-Röntgenapparatur.

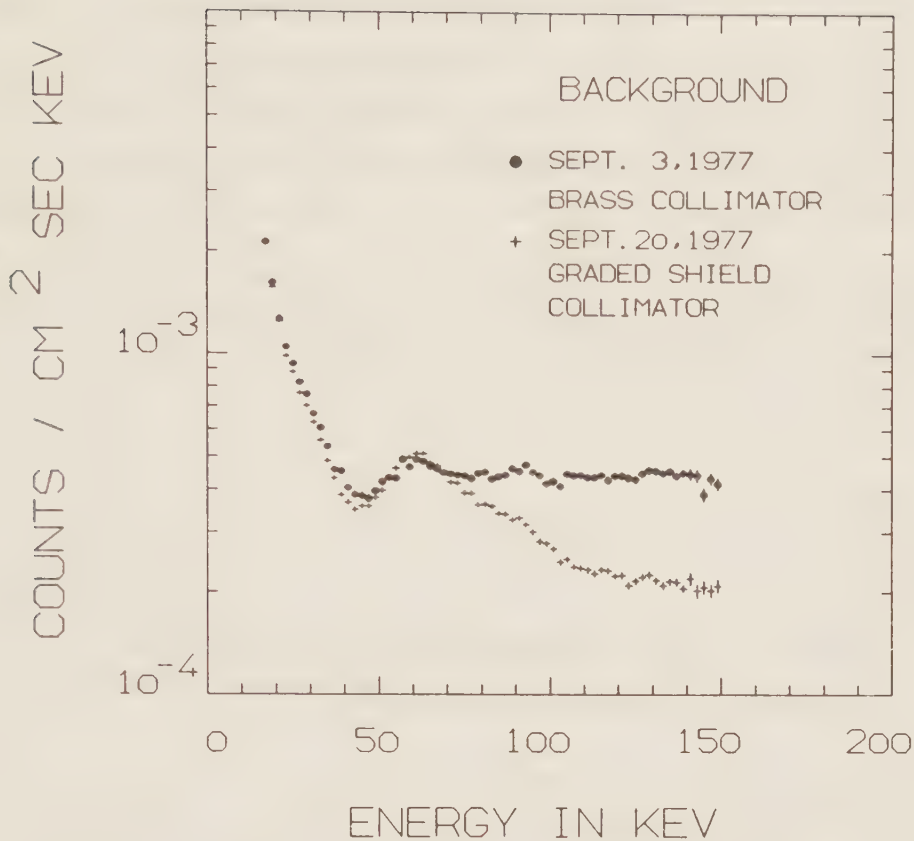


Abb.5: Hintergrunds-Rohdaten-Spektren unter Verwendung des Messing-Kollimators (*) und des "graded-shield"-Kollimators(+). Der Messing-Kollimator wird bei hohen Energien unwirksam.

Für jedes individuelle Röntgenphoton wurden die Pulshöhe, die Anstiegszeit des Pulses und die Ankunftszeit aufgezeichnet. Die Zeitauflösung war ≤ 6.4 ms. 64 Pulshöhenkanäle standen für den Energiebereich 10-160 keV zur Verfügung. Während der Flüge wurde automatisch alle 30 Minuten eine Energieeichung mit radioaktiven Cd-109 Quellen vorgenommen, womit die Verstärkung des Multipliersystems auf 2% genau bestimmt werden konnte. Die durch Interpolation der im Flug bei 23 und 88 keV gemessenen Energieauflösung berechnete FWHM betrug 22% bei der Energie von 60 keV und war identisch mit der am Boden mit Hilfe des radioaktiven Präparats Am-241 bestimmten Auflösung. Es wurde bewußt auf die Anwendung von Am-241 im Flug verzichtet, um keine Eichlinie in dem Bereich des Energiespektrums zu haben, in der die Zyklotron-Resonanzstruktur von Her X-1 liegt (Am-241 Linie: 60 keV; Cd-109 Eichlinien: 22, 25 und 88 keV).

Das Detektorsystem wurde von einer Ballongondel getragen, die im Azimut in Richtung des lokalen Erdmagnetfeldes durch einen Regelkreis mit Magnetometer, Schwungradscheibe und Azimutmotor auf typisch 0.1 Grad genau stabilisiert werden konnte. Die Ausrichtgenauigkeit des Teleskops auf ein bestimmtes Himmelsobjekt betrug ebenfalls 0.1 Grad. Erforderlich dazu war die genaue Kenntnis über den jeweiligen Standort des Ballons, der durch ein Omega-Navigationssystem gewonnen und - wenn möglich - durch gleichzeitige Radarmessungen unabhängig kontrolliert wurde. Der Detektor war parallaktisch in der Gondel aufgehängt und wurde bei festgehaltener Deklination über einen Stundenachsenantrieb nachgeführt.

Tabelle 1 Daten der Her X-1 Beobachtungen mit dem MPI-AIT Ballon-Röntgenteleskop			
Flugnummer	1	2	3
Datum 1977	September 3	September 20	Oktober 18
Zeit(UT)	21:32-25:56	21:05-26:23	19:08-21:54
Zentrum der Beobachtung JD 2 360 000 +	3390.49	3407.49	3435.35
Doppelstern-Phase ¹⁾	0.13-0.24	0.12-0.25	0.54-0.61
Dip-Phase ²⁾	0.44-0.55	0.68-0.81	0.50-0.57
35-Tage-Phase ³⁾	0.12	0.61	0.41
Intensitäts-Zustand	"HIGH-ON"	"LOW-ON"	"LOW-OFF"
Mittlere Restatmosphäre	3.28 g/cm ²	3.02 g/cm ²	2.89 g/cm ²

¹⁾ berechnet mit $P_{1.7} = 1.d70016779$ (Deeter, Boynton und Pravdo 1981) zur Phase $\Phi_{1.7} = 0$. bei t_{ec} (Zeitpunkt des Zentrums der Bedeckung des Neutronensterns) = JD 2 443 357.8711 (1977 Aug 2.3711 UT) (Joss et al. 1980).

²⁾ berechnet mit $P_{dip} = 1.d65964$ und der Phase $\Phi_{dip} = 0$. zur Zeit t_{dip} (Zeitpunkt des Auftretens der Absorption im niederenergetischen Röntgenbereich) = JD 2 441 505.97 (Chester 1977).

³⁾ berechnet mit $P_{35} = 34.d875$ (Holt et al. 1979) und der Phase $\Phi_{35} = 0$. zum Zeitpunkt t_{35} des Einsetzens des 35-Tage Intensitäts-Zyklus = JD 2 443 386.27 (Pravdo et al. 1977b).

Das Beobachtungsprogramm bestand aus einer Folge von sich abwechselnden Teleskopausrichtungen auf ausgewählte Quellen und quellfreie Hintergrundregionen des Himmels, wobei eine Beobachtung typisch 15 Minuten dauerte. Zur Hintergrundbestimmung wurde die Teleskopachse etwa 7 Grad von der zuletzt beobachteten Röntgenquelle weggefahren. Aus der Differenz von Quell-Beobachtung und benachbarter Hintergrund-Beobachtung wurde der wahre Quellfluß berechnet.

Im Herbst 1977 wurden drei Ballonflüge von Palestine im US-Bundesstaat Texas durchgeführt mit einer gesamten Beobachtungszeit von 31 Stunden. Das Hauptinteresse galt der Beobachtung der Röntgenquelle Her X-1 zu drei verschiedenen Phasen der bereits erwähnten 35-Tage Intensitäts-Variation. In der Tabelle 1 sind die Zeiten der drei Beobachtungen, die entsprechenden Phasen-Bereiche für die 1.7-Tage Doppelstern-Umlaufbahn, 1.6-Tage Niederenergie-Absorptions-Dips und die 35-Tage Intensitäts-Variation zusammengestellt. Außerdem sind die Intensitätszustände der Quelle und die mittlere Restatmosphäre während der jeweiligen Beobachtung angegeben.

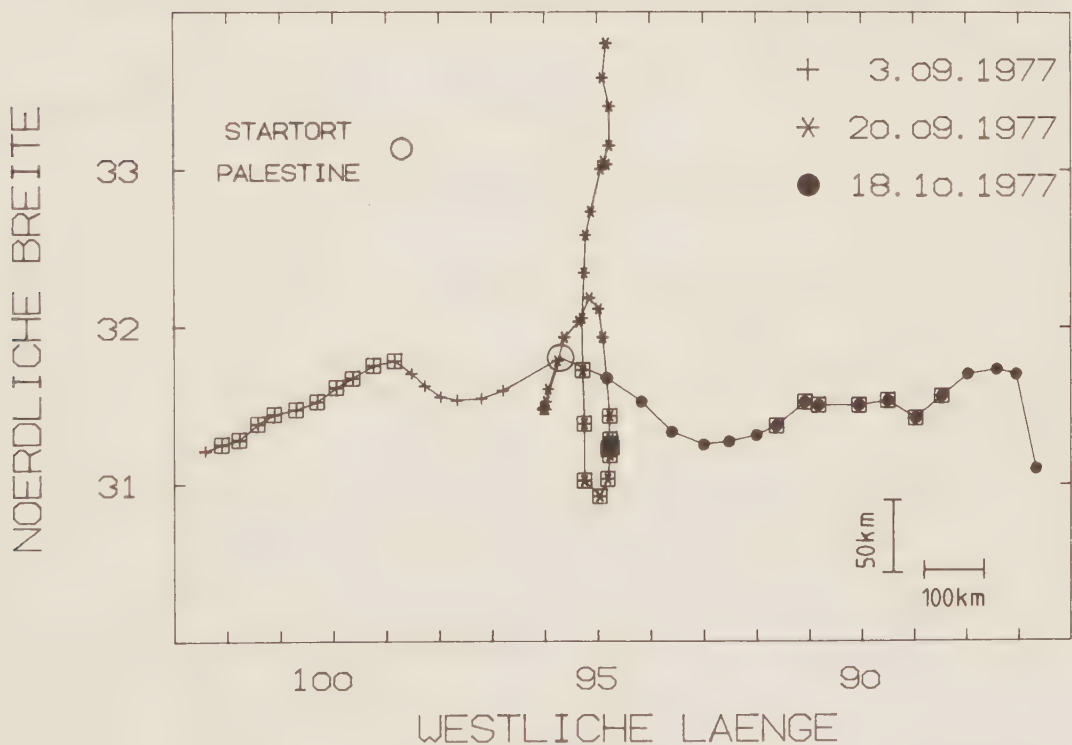


Abb.6: Geographischer Ort des Ballons über der Erde für drei Flüge am 3.9.77, 20.9.77 und 18.10.77. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Symbolen beträgt 30 Minuten. Die Ballon- Positionen während der Her X-1 Beobachtungen sind durch zusätzliche quadratische Symbole gekennzeichnet.

Die Abbildung 6 zeigt den geographischen Ort des Ballons in Abhängigkeit von der Zeit für alle drei Flüge. In der Abbildung 7 sind für den 1. Flug die Daten über die Teleskopausrichtung, die Wichtfaktoren und die Flughöhe als Restatmosphäre graphisch dargestellt. Die effektive atmosphärische Tiefe berechnet sich aus der Division der Restatmosphäre mit dem Kosinus des Zenitwinkels δ , der nach folgender Formel bestimmt wird :

$$\cos \delta = \sin \delta_D \times \sin \delta_* + \cos \delta_D \times \cos \delta_* \times \cos \alpha_D$$

wobei δ_D die geographische Breite des Detektors, δ_* die Deklination der Quelle und α_D der Stundenwinkel des Detektors bedeuten.

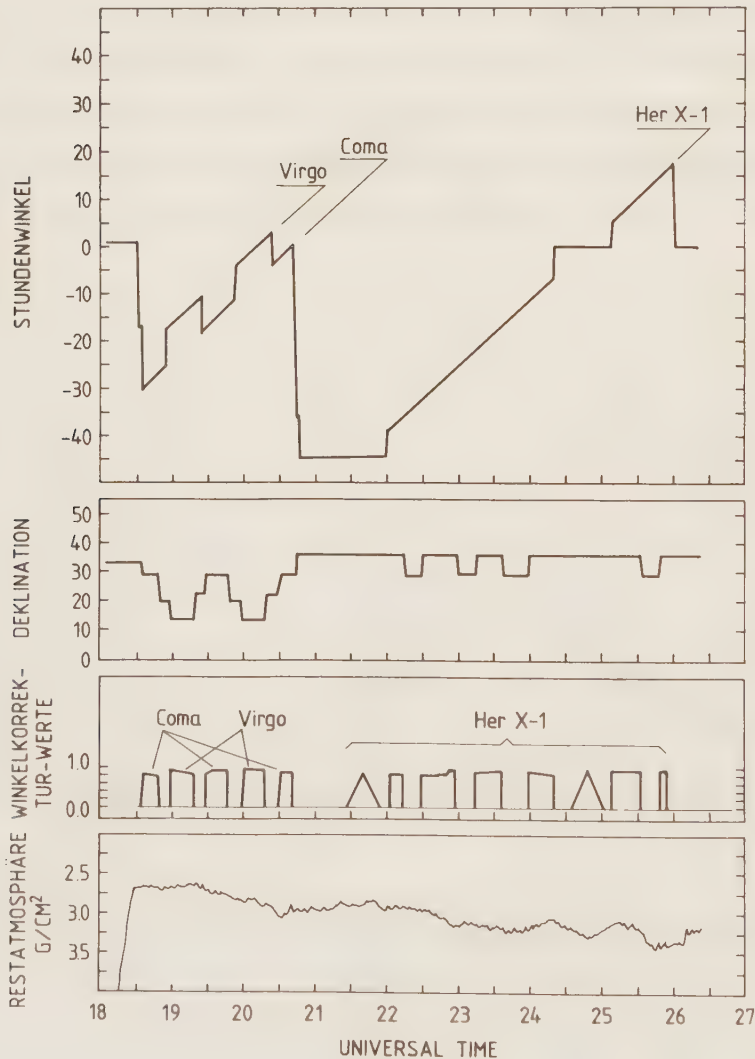


Abb.7: Beobachtungsdaten des 1.Fluges vom 3.September 1977. Die beiden oberen Bilder geben die Teleskop-Ausrichtung in Stundenwinkel und Deklination an. Die beiden unteren Bilder stellen die reziproken Winkelkorrekturfaktoren und die Flughöhe als Restatmosphäre dar.

Tabelle 2
Quelle und Hintergrund-Zählraten für Her X-1 Beobachtungen
im "HIGH-ON"-, "LOW-ON"- und "LOW-OFF"-Zustand

Flug	Energie	Que	Hin	σ	Que+Hin		Hin		Que		Q/Q+H
Datum	(keV)	s	s		cts	cts/s	cts	cts/s	cts	cts/s	%
3.09.77	18-33	8978	4529	40.6	104446	11.6	88603	9.9	15843	1.8	15.2
	18-52			48.6	161386	18.0	137612	15.3	23774	2.7	14.7
	18-70			50.4	213445	23.8	187352	20.9	26093	2.9	12.2
20.09.77	18-33	7707	7205	8.9	86825	11.3	82352	10.7	4473	0.6	5.2
	18-52			10.2	133366	17.3	126450	16.4	6916	0.9	5.2
18.10.77	18-33	2964	3398	7.3	34475	11.6	34205	11.5	270	0.1	0.8

In der Tabelle 2 sind für die drei Flüge die integralen Her X-1 Quell- und Hintergrund-Beobachtungszeiten und für verschiedene Energiebereiche die Zählraten, der Quellfluß-Anteil und die Signifikanz der Pulsationen in Standard-Abweichungen zusammengestellt.

4. Auswertung der Daten von Her X-1 im "HIGH-ON"- "LOW-ON"- und "LOW-OFF"-Zustand

4.1. Korrektur der Photonenankunftszeit auf das Baryzentrum

Die Photonenankunftszeit wird üblicherweise in einem Inertialsystem berechnet. Benutzt wird dazu die senkrecht zur Beobachtungsrichtung stehende Ebene, die durch das Baryzentrum unseres Sonnensystems geht. Dies ist notwendig zur Eliminierung der Doppler-Verschiebung der Photonenankunftszeit, die durch die Bewegungen der Erde um ihre eigene Achse und um die Sonne verursacht wird. Die geozentrische Position des Ballons P_b und die Position des Erdmittelpunktes relativ zum Baryzentrum P_e bestimmen den Vektor der Messapparatur zum Baryzentrum. Zur Berechnung des die Erdbahn beschreibenden Vektors P_e wurde u.a. ein am MPI für Radioastronomie entwickeltes und uns zur Verfügung gestelltes Computer-Programm benutzt, das die Bahnbewegungen des Erdmondes und aller Planeten berücksichtigt (Stumpff 1977,1979,1980). Dieses Programm berechnet die Ephemeriden mit gleicher Genauigkeit und ersetzt das zeitraubende Einlesen der bisher gebräuchlichen Ephemeriden-Magnetbänder des MIT (I.I. Shapiro, priv. Mitteilung). Die baryzentrische Zeitkorrektur erhält man aus dem Skalarprodukt zwischen dem in Lichtsekunden gemessenen Abstandsvektor und dem zum Röntgenobjekt weisenden Einheitsvektor E_x (jeweils auf die Epoche 1950 bezogen)

$$T = (P_e + P_b) \times E_x$$

Da die Ballonposition etwa alle 15 Minuten gemessen wird, wurden für diese Zeiten die baryzentrischen Korrekturen berechnet und zur Interpolation für andere Zeiten folgende Funktion angepaßt :

$$T_b = T_B + v_E \times t + T_E \times \cos\left(\frac{2\pi}{86400} \times (t - T_K)\right)$$

Die ersten beiden Terme beschreiben die Bahnbewegung der Erde um die Sonne und der dritte die Rotation der Erde.

Es bedeuten :

- t = Ankunftszeit im Ballondetektor
- T_B = Abstand der Erde von der Baryzentrumsebene
- v_E = Bahngeschwindigkeit der Erde (projiziert auf die Beobachtungsrichtung)
- T_E = Erdradius (projiziert auf die Beobachtungsrichtung)
- T_K = Stern-Kulminationszeit am Beobachtungstag

Außer der baryzentrischen Zeitkorrektur müssen die Laufzeitunterschiede der Photonen aufgrund der Doppelsternbahn von Her X-1 berücksichtigt werden. Hierzu wurden folgende von Deeter, Boynton und Pravdo (1981) angegebenen Bahnparameter benutzt:

$$\text{Bahnradius} = 13.1831 \text{ ls}$$

$$\text{Umlaufzeit} = 1.70016779 \text{ Tage}$$

Zur Bestimmung der Phasenlage im Doppelsternsystem wurde der Zeitpunkt $t_{ce} = \text{JD } 2\,443\,357.8711$ (Joss et al. 1980) benutzt, der die Mitte der Bedeckung des Neutronensterns durch den optischen Begleiter HZ-Her angibt. In der Abbildung 8 ist die Phasenlage für die drei Her X-1 Beobachtungen eingezeichnet (siehe auch Tabelle 1). Für den Bahnneigungswinkel wurde $i=85^\circ$ (Middleditch und Nelson 1976) gewählt, und der Radius des Begleiters HZ Herculis wurde entsprechend der Bedeckungszeit berechnet.

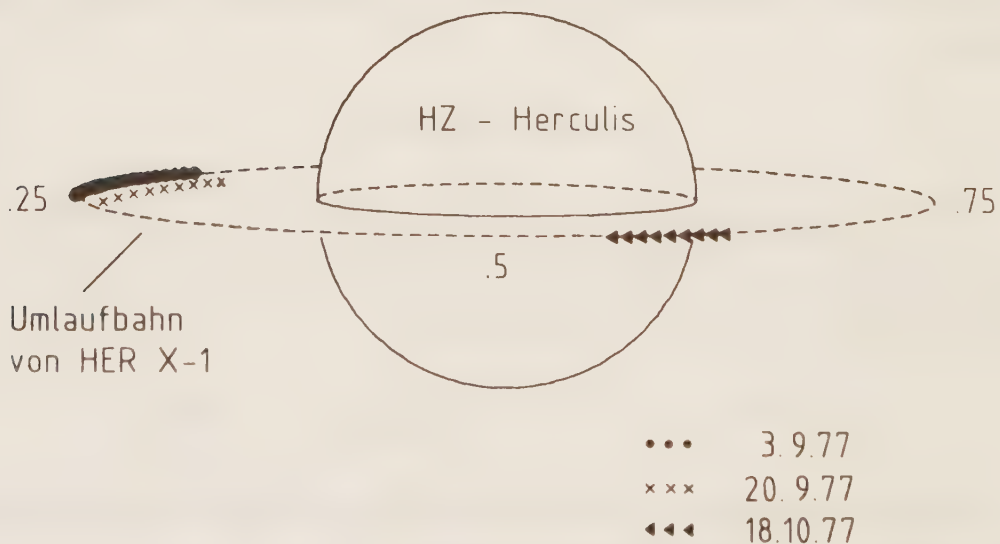


Abb.8: Phasenlage der drei Her X-1 Beobachtungen (Bahnneigungswinkel $i=85^\circ$; die Beobachtungsrichtung steht senkrecht zur Papierebene)

Unter Berücksichtigung der Doppelstern-Bahnbewegung läßt sich die vollständige baryzentrische Ankunftszeit T_x berechnen aus

$$T_x = t + T_b - T_S \times \cos\left(2\pi \times \left(\frac{t + T_b}{T_U} + \Phi\right)\right)$$

mit

- t = Ankunftszeit im Ballondetektor
- T_b = baryzentrische Zeitkorrektur ohne Doppelstern-Korrektur
- T_S = Doppelstern-Bahnradius in Lichtsekunden
- T_U = Doppelstern-Umlaufzeit
- Φ = Phase bezüglich der 1.7 Tage Umlaufzeit für $t = 0^h$ UT am Beobachtungstag (mit $\Phi = 0$ im Zentrum der Bedeckung).

In der Tabelle 3 sind die verwendeten Parameter zur Bestimmung der baryzentrischen Zeitkorrekturen für die drei Her X-1 Beobachtungen zusammengestellt.

Tabelle 3			
Parameter zur Bestimmung baryzentrischer Zeitkorrekturen			
	1. Flug 3.09.77 0 ^h UT	2. Flug 20.09.77 0 ^h UT	3. Flug 18.10.77 0 ^h UT
T_B	-15.368100	-90.788976	-194.329830
v_E	-5.256083×10^{-5}	-4.883508×10^{-5}	-3.408531×10^{-5}
T_E	1.334117×10^{-2}	1.408717×10^{-2}	1.547128×10^{-2}
T_K	67207.428	61103.779	55358.482
Φ	0.600605	0.599618	0.068580

Die Tabelle 4a beinhaltet die baryzentrischen Zeitkorrekturwerte bezüglich der Erdbahn am Anfang T_a und am Ende T_e der Beobachtung der drei Flüge. ΔT ist die Differenz aus T_a und T_e , T_D bezeichnet die Länge der Beobachtung. Entsprechend zeigt die Tabelle 4b die Korrekturen bezüglich

der Doppelsternbahn. Ein Vergleich der zeitlichen Änderung der Korrekturwerte in beiden Tabellen macht deutlich, daß die Doppelsternbahn von Her X-1 einen um den Faktor 10 größeren Einfluß als die Erdbahn ausübt. Die Werte zeigen außerdem, daß in ca. 40 Minuten die gesamte 1.24 sec Lichtkurve verschmiert wäre, würden keine Zeitkorrekturen an die Photonenankunftszeiten angebracht werden.

Tabelle 4			
a) Zeitkorrekturwerte für die Bewegung der Meßapparatur in der Erdbahn			
	1. Flug	2. Flug	3. Flug
T_a (sec)	-15.434	-94.485	-196.665
T_e (sec)	-20.263	-95.419	-197.003
ΔT (sec)	-.829	-.934	-0.338
$\Delta T / T_D(\frac{\mu sec}{sec})$	-52.3	-49.0	-33.9

b) Zeitkorrektwerte für die Bewegung von Her X-1 im Doppelsternsystem			
	1. Flug	2. Flug	3. Flug
T_a (sec)	-9.128	-9.834	+12.842
T_e (sec)	-1.146	-0.348	+10.459
ΔT (sec)	7.982	9.486	-2.383
$\Delta T / T_D(\frac{\mu sec}{sec})$	503.9	497.2	-239.3

4.2. Bestimmung der Rotationsperiode mit Hilfe verschiedener Methoden

Die auf das solare Baryzentrum bezogenen Photonen-Ankunftszeiten wurden mit drei Verfahren auf zeitlich periodische Eigenschaften untersucht. Dazu wurden nur solche Photonen benutzt, deren Energie in einem Energieintervall mit gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis lagen. Die verwendeten Energiebereiche waren im

"HIGH-ON"-Zustand : 18 - 70 keV

"LOW-ON" -Zustand : 18 - 52 keV

"LOW-OFF"-Zustand : 18 - 33 keV

4.2.1. Fourier-Analyse

Diese Methode erlaubt das Auffinden von Perioden über einen großen Frequenzbereich. Die Genauigkeit der Periodenbestimmung ist abhängig von der Beobachtungsdauer T_D und der gesuchten Periode P und ist gegeben durch

$$\Delta P = \frac{P^2}{T_D}.$$

Bei einer Beobachtungsdauer von 4.4 Stunden kann die Periode von Her X-1 deshalb nur mit einer Genauigkeit von ca. $\pm 100 \mu\text{sec}$ angegeben werden.

Die Abbildung 9 zeigt die Frequenzamplitude in Standard-Abweichungen als Funktion der Periode für die Daten vom "HIGH-ON"-Zustand. Das Fourierspektrum ergibt ein starkes Signal bei der erwarteten Periode von 1.237798 sec und bei vier weiteren dazugehörigen harmonischen Perioden. Es wurden keine anderen Perioden im Suchbereich zwischen 30 Minuten und 100 ms gefunden. Die Analyse der Daten vom "LOW-ON"- und "LOW-OFF"-Zustand weist wegen der geringen Photonen-Statistik kein positives Ergebnis auf.

Will man die Periode wesentlich genauer bestimmen, muß man entweder die Periodogramm-Methode oder die χ^2 -Methode benutzen.

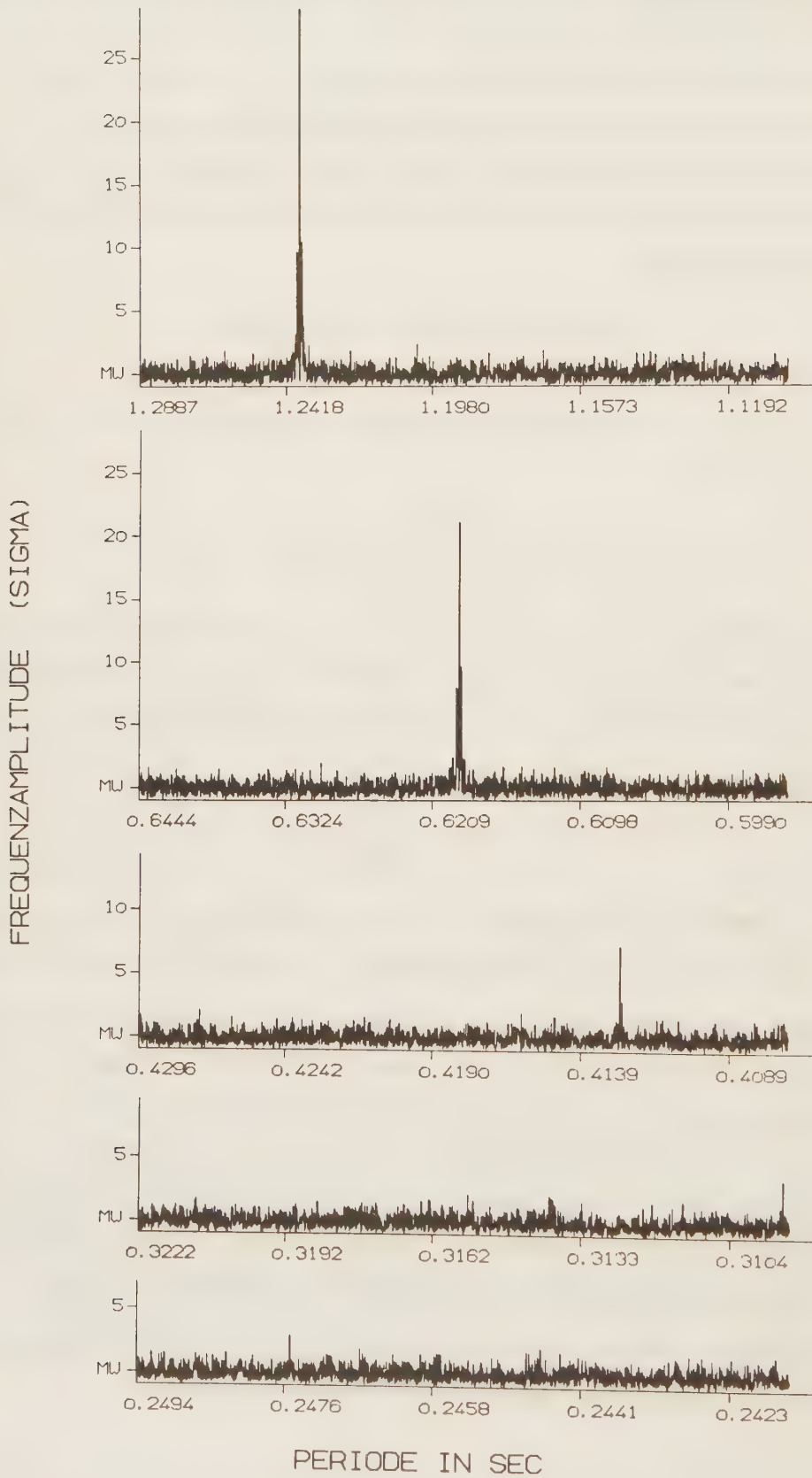


Abb.9: Frequenzamplituden des Fourierspektrums der Her X-1 Beobachtung im "HIGH-ON"-Zustand (3.9.77). Signifikante Signale sind bei den Perioden 1.237798 s, 0.618899 s, 0.412599 s, 0.309450 s und 0.247560 s zu erkennen.

4.2.2. Periodogramm-Methode

Diese Methode findet Anwendung, wenn die Periode bereits grob bekannt ist. Die Frequenzamplituden A_k werden als Funktion der Versuchsperiode P_k folgendermaßen berechnet :

$$A_k(P_k) = \left(\left(\sum_{i=1}^n \sin \Omega_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \cos \Omega_i \right)^2 \right) / (\pi \times T_D)$$

mit $\Omega_i = \text{mod}(T_x, P_k) \times 2\pi / P_k$
 T_x = baryzentrische Photonen-Ankunftszeit
 P_k = Versuchsperiode
 T_D = Länge des untersuchten Zeitintervalls
 n = Anzahl der Photonen

Bei vorhandener Periode ergibt sich eine sinusförmige Verteilung für die Frequenzamplituden A_k mit einer Halbwertsbreite

$$\Delta P = \frac{P^2}{2 \times T_D}.$$

Ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis schlecht, müssen die Ergebnisse mit Vorsicht betrachtet werden, da leicht ein Nebenmaximum für das Hauptmaximum gehalten werden kann.

Die Abbildung 10 zeigt die glockenförmigen Verteilungen der Frequenzamplituden für alle drei Flüge. In der linken Bildhälfte beträgt das Periodensuch-Intervall $\pm 500 \mu\text{sec}$ um den erwarteten Periodenwert, in der rechten Hälfte ist das Intervall $\pm 50 \mu\text{sec}$. Die Halbwertsbreiten der verschiedenen Verteilungen liegen zwischen 50 und 100 μsec und befinden sich damit im erwarteten Wertebereich. An die Verteilung der Frequenzamplitude vom "HIGH-ON"-Zustand wurde eine Gaußkurve angepaßt, deren Maximumposition die gesuchte Periode ergibt. Sie beträgt für den 3. September 1977 $P = 1.2377968 \text{ sec} \pm 0.0000008 \text{ sec}$. Andere Anpassungsformen wie symmetrische und asymmetrische Dreieckskurven oder asymmetrische Gaußkurven ergaben das gleiche Ergebnis. Die Auswertung der Daten vom "LOW-ON" wurde erschwert, weil zum einen die statistische Signifikanz, mit der die Quelle Her X-1 beobachtet wurde, wesentlich geringer ist und zum anderen die Lichtkurve eine doppelpulsförmige Struktur zeigt. Es wurde eine Periode bei

$P = 1.237799 \text{ sec} \pm 0.000004 \text{ sec}$ gefunden. Die geringe Photonen-Statistik im "LOW-OFF" ermöglichte nur eine grobe Bestimmung der Periode. Sie beträgt $P = 1.237794 \text{ sec} \pm 0.000006 \text{ sec}$.

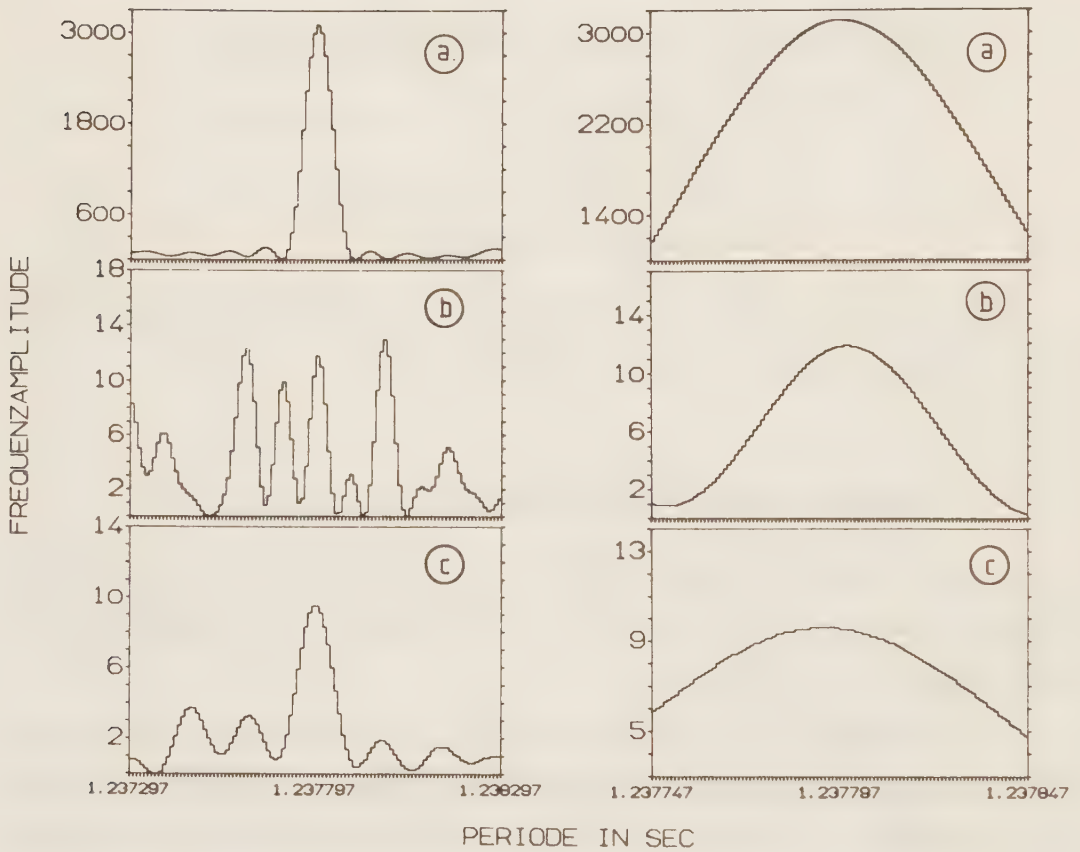


Abb.10: Frequenzamplituden der Periodogramme von Her X-1 Beobachtungen a.) im "HIGH-ON"-, b.) im "LOW-ON"- und c.) im "LOW-OFF"-Zustand. In der linken Bildseite beträgt das Periodensuch-Intervall $\pm 500 \mu\text{sec}$ um den erwarteten Periodenwert, in der rechten Bildseite ist das Intervall $\pm 50 \mu\text{sec}$.

4.2.3. Die χ^2 -Methode

Wie bereits bei der Periodogramm-Methode findet die χ^2 -Methode Anwendung, falls die Periode schon weitgehend bekannt ist. Dazu wird eine Anzahl M von Lichtkurven erzeugt mit Versuchsperioden P_j ($j=1,M$), die um den Erwartungswert P_s liegen. Für jede Lichtkurve wird das χ^2 gebildet, das definiert ist als

$$\chi_j^2(P_j) = \sum_{i=1}^K \frac{(N_i - \bar{N})^2}{\bar{N}},$$

wobei N_i = Photonenzahl im i -ten Lichtkurvenintervall

K = Anzahl der Intervalle für die Lichtkurve

$\bar{N}$ = Mittelwert der Photonenzahl pro Intervall.

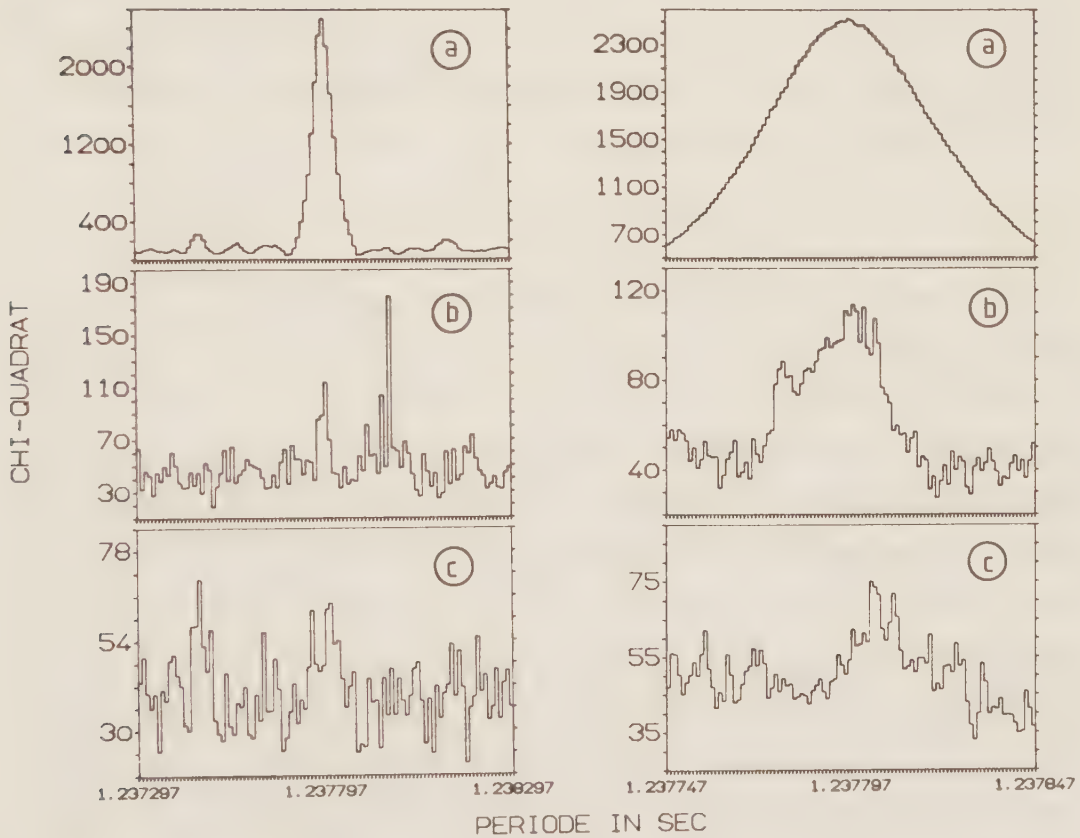


Abb.11: Verteilungen der χ^2 -Werte von Her X-1 Beobachtungen a.) im "HIGH-ON"-, b.) im "LOW-ON"- und c.) im "LOW-OFF"-Zustand. In der linken Bildseite beträgt das Periodensuch-Intervall $\pm 500 \mu\text{sec}$ um den erwarteten Periodenwert, in der rechten Bildseite ist das Intervall $\pm 50 \mu\text{sec}$.

Ist eine Periode vorhanden, zeigt die erzeugte Verteilung der χ^2 -Werte einen dreiecksförmigen Funktionsverlauf mit einer Halbwertsbreite von

$$\Delta P = \frac{P^2}{2 \times T_D}.$$

Der Fehler berechnet sich nach der Formel

$$\text{Fehler}(P) = \frac{P}{T_D \times K}.$$

Die Verteilungen der χ^2 -Werte für alle drei Flüge ist in Abbildung 11 zusammengestellt. An der Stelle der wahren Periode ist die Modulation am stärksten; hier erreicht das χ^2 ein Maximum. Symmetrische und asymmetrische Dreieckskurven sowie Gaußkurven wurden an diese Verteilung angepaßt, um wieder die Periode zu bestimmen. Sie beträgt $P = 1.2377958 \text{ sec} \pm 0.000001 \text{ sec}$ für den "HIGH-ON"-Zustand und ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert, der mit Hilfe der Periodogramm-Methode gefunden wurde. Die entsprechenden Werte für den "LOW-ON"- und "LOW-OFF"-Zustand sind $P=1.237796 \text{ sec} \pm 0.000004 \text{ sec}$ bzw. $P=1.237803 \text{ sec} \pm 0.000007 \text{ sec}$.

4.2.4. Zusammenfassung der Ergebnisse zur Periodensuche

Die Auswertung der Ergebnisse der Periodogramm-Methode und der χ^2 -Methode ergibt für die baryzentrische Periode von Her X-1 am 3. September 1977 um 23.76 Universal Time folgenden Wert : $P = 1.2377963 \text{ sec} \pm 0.0000007 \text{ sec}$. Diese Periode stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Wert $P=1.2377966 \text{ sec} \pm 0.0000004 \text{ sec}$ überein, den Pravdo et al. (1977b) für die OSO-8 Satelliten-Beobachtung in der Zeit vom 31. August bis 5. September 1977 angeben. Der hier berechnete Fehler wurde durch eine Monte-Carlo Simulation gewonnen, in der die Ankunftszeiten der Photonen entsprechend ihrer gemessenen Rate und Pulsverteilung ausgespielt wurden und dann mit Hilfe der Periodogramm-Methode die beste Periode bestimmt wurde. Dieses Simulationsverfahren wurde für 15 verschiedene Zufallszahlenkombinationen durchgeführt. Der mittlere Fehler wurde nach der Formel

$$\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{15} (P_i - \bar{P})^2}{15}} = 7 \times 10^{-7} \text{ sec mit } \bar{P} = \frac{\sum_{i=1}^{15} P_i}{15} \text{ bestimmt.}$$

4.3. Untersuchung der Pulsation

4.3.1. Vergleich der 1.24 sec Lichtkurven der drei Intensitätszustände

Im letzten Abschnitt wurde die Pulsationsperiode von Her X-1 am 3. September 1977 bestimmt. Im langjährigen Mittel betrug die Abnahme der Periode etwa 10 ns pro Tag (Deeter, Boynton und Pravdo 1981). Danach hätte sich die Periode vom 3. September bis zum 18. Oktober nur um ca. 450 ns verringert im Vergleich zu den 700 ns, die als Fehler bei der Periodenbestimmung angegeben wurde. Da die Periodenbestimmung für die beiden Flüge am 20.9. und 18.10.77 aufgrund der unzureichenden Photonen-Statistik nicht so genau möglich war, wurde für die weitere Auswertung der Daten aller drei Flüge dieselbe Periode von $P = 1.2377963$ sec benutzt.

Zur Untersuchung der Pulsationen wurde die Pulsperiode in 40 gleichgroße Phasenintervalle unterteilt und jedes Photon durch Falten seiner Ankunftszeit modulo der Periode entsprechend seines Phasenwertes in das dazugehörige Phasenintervall einsortiert. Um eine Verschmierung der Lichtkurve zu verhindern, die durch eine zeitliche Periodenveränderung verursacht werden kann, muß für diese während der Beobachtungszeit T_D gelten:

$$\Delta P \leq \frac{\Delta\phi \times P^2}{T_D}.$$

Hierbei bedeutet $\Delta\phi$ die Länge des Phasenintervalls. Mit $\Delta\phi = 0.025$ und $T_D = 4.4^h$ muß $\Delta P \leq 2.4 \times 10^{-6}$ sec sein, was in diesem Fall erfüllt ist, da sich die Periode von Her X-1 während der Beobachtungszeit nur um ca. 2×10^{-9} sec ändern sollte.

In der Abbildung 12 sind die zeitgemittelten Lichtkurven der drei Beobachtungen für jeweils den Energiebereich gezeigt, in dem noch eine signifikante Pulsation gemessen wurde. Außerdem sind zum Vergleich - soweit möglich - auch die Lichtkurven der anderen Flüge für den gleichen Energiebereich dargestellt. Eine detaillierte Untersuchung der Pulsationen vom "HIGH-ON"-Zustand wird im nächsten Abschnitt folgen. Für den Vergleich der Lichtkurven der drei Flüge im Herbst 1977 sind in der Tabelle 5 einige charakteristische Daten zusammengestellt.

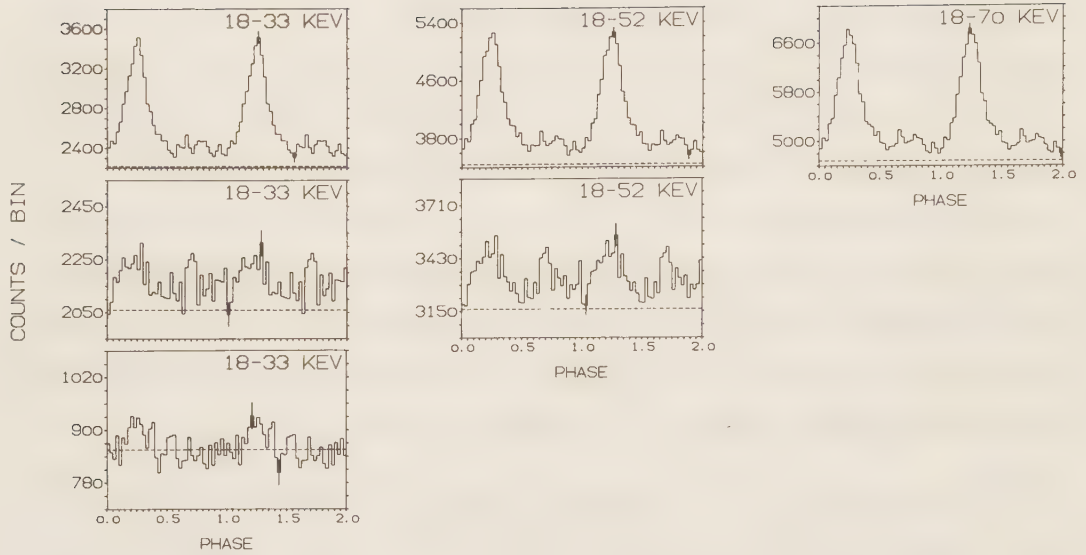


Abb.12: Zeitgemittelte Lichtkurven der Her X-1 Beobachtungen im "HIGH-ON"- (obere Bildreihe), im "LOW-ON"- (mittlere Bildreihe) und im "LOW-OFF"-Zustand (untere Bildreihe). Signifikante Pulsationen wurden entsprechend bis 70 keV, 52 keV bzw. 33 keV nachgewiesen. Die gestrichelten horizontalen Linien geben den jeweiligen Hintergrundwert in dem dargestellten Energiebereich wieder.

Wie die Abbildung 12 zeigt, war die 1.24 sec Pulsation zu allen drei Phasen des 35-Tage Zyklus vorhanden. Die Lichtkurven des "HIGH-ON"-Zustandes sind charakterisiert durch einen glockenförmigen, intensiven Hauptpuls und einen um etwa 180° in der Phase verschobenen Zwischenpuls mit schwacher Intensität. Beide Pulse besitzen im "LOW-ON"-Zustand eher eine Dreiecksform. Im "LOW-OFF" ist kein Zwischenpuls sichtbar. Das Verhältnis von Hauptpuls und Zwischenpuls zeigt eine starke Abhängigkeit von der 35-Tage Intensitäts-Variation; die Werte für den "HIGH-ON"-Zustand und "LOW-ON"-Zustand sind 12.5 ± 2.5 beziehungsweise 2.5 ± 0.6 . Die Gesamtintensität während des "LOW-ON"-Zustandes ist um einen Faktor 4 schwächer im Vergleich zur "HIGH-ON"-Intensität. Wird diese Tatsache berücksichtigt, so folgt daraus, daß nur die Hauptpuls-Intensität reduziert ist. Die Intensität des Zwischenpulses bleibt dagegen im Rahmen der Fehlergrenzen unverändert.

Tabelle 5 Eigenschaften der Lichtkurven der drei Her X-1 Beobachtungen			
Her X-1 Zustand	"HIGH-ON"	"LOW-ON"	"LOW-OFF"
relative Intensität (20-50 keV)	1.00	0.23	0.11
statist. Signifikanz der Pulsation im Energiebereich	50σ (18-70 keV)	10σ (18-52 keV)	7σ (18-33 keV)
statist. Signifikanz des Hauptpulses	35σ	7σ	4σ
statist. Signifikanz des Zwischenpulses	7σ	4σ	–
gepulster Fluß-Anteil des Hauptpulses	0.56 ± 0.05	0.50 ± 0.06	1.0 ± 1.0
gepulster Fluß-Anteil des Zwischenpulses	0.10 ± 0.02	0.25 ± 0.04	–

4.3.2. Energieabhängige Lichtkurven im "HIGH-ON"-Zustand

Die Daten vom "HIGH-ON"-Zustand weisen eine gute Photonenstatistik auf und wurden benutzt, um die Charakteristika der Lichtkurve im harten Röntgenbereich als Funktion der Energie zu bestimmen. In der Abbildung 13 sind die Lichtkurven für mehrere Energiebereiche gezeigt. Der Hauptpuls ist gekennzeichnet durch eine leicht asymmetrische, glockenartige Pulsform. Die Eigenschaften der gepulsten Emission können durch vier Parameter in Abhängigkeit von der Energie beschrieben werden :

1. die Phasenlage des Hauptpulses
2. die Pulsbreite
3. die Pulsform
4. der gepulste Fluß

Zur Beschreibung dieser Eigenschaften wurden an die Lichtkurven asymmetrische Gaußfunktionen angepaßt, die durch die folgenden vier Parameter beschrieben werden: Linke und rechte Halbwertsbreite (HWHM), Position des Maximums und Integral des Gauß-Profiles. Ein fünfter Parameter bestimmte die Größe des Kontinuums, d.h. den ungepulsten Fluß. Die 1σ -Fehler wurden aus den $\chi^2_{min} + 5.9$ - Konturen berechnet (nach Lampton, Margon und Bowyer 1976).

Die Phasenlage des Pulsmaximums als Funktion der Photonenenergie ist in der Abbildung 14a dargestellt. Die Resultate sind konsistent mit einem konstanten, von der Energie unabhängigen Phasenwert für die Position des Pulsmaximums. Dies gilt auch für den Bereich der Zyklotronresonanz (35-60 keV).

Die Werte für die volle Halbwertsbreite (FWHM) als Funktion der Energie sind in der Abbildung 14b zusammengestellt. Unterhalb von 55 keV bleibt die Pulsbreite nahezu konstant bei einem mittleren Wert von 0.20 einer Periode. Dies entspricht 0.25 sec. Von 55 keV bis 75 keV nimmt die Pulsbreite um etwa einen Faktor zwei ab.

Die Ergebnisse von der Pulsform-Untersuchung sind in der Abbildung 14 zusammengefaßt. Die Abbildung 14c zeigt die halbe Breite der ansteigenden Pulsflanke und die Abbildung 14d entsprechend die halbe Breite für die abfallende Pulsflanke. Obwohl die Fehler verhältnismäßig groß sind, zeigt sich ein Trend in beiden Kurven. Während der ansteigende Teil des Pulses

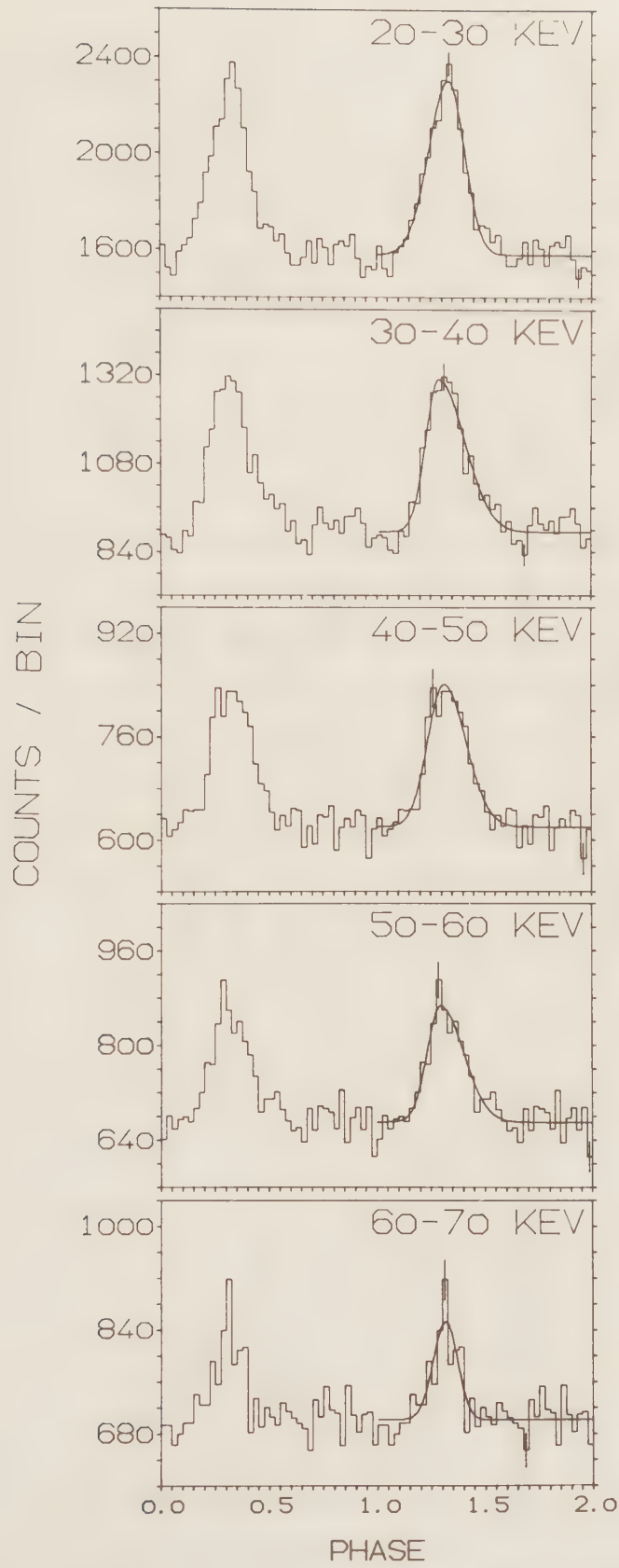


Abb.13: Energieabhängige Lichtkurven für die Her X-1 Beobachtung im "HIGH-ON"-Zustand. Die durchgezogene Linie stellt jeweils die angepaßte, beste asymmetrische Gaußkurve an die Lichtkurve dar.

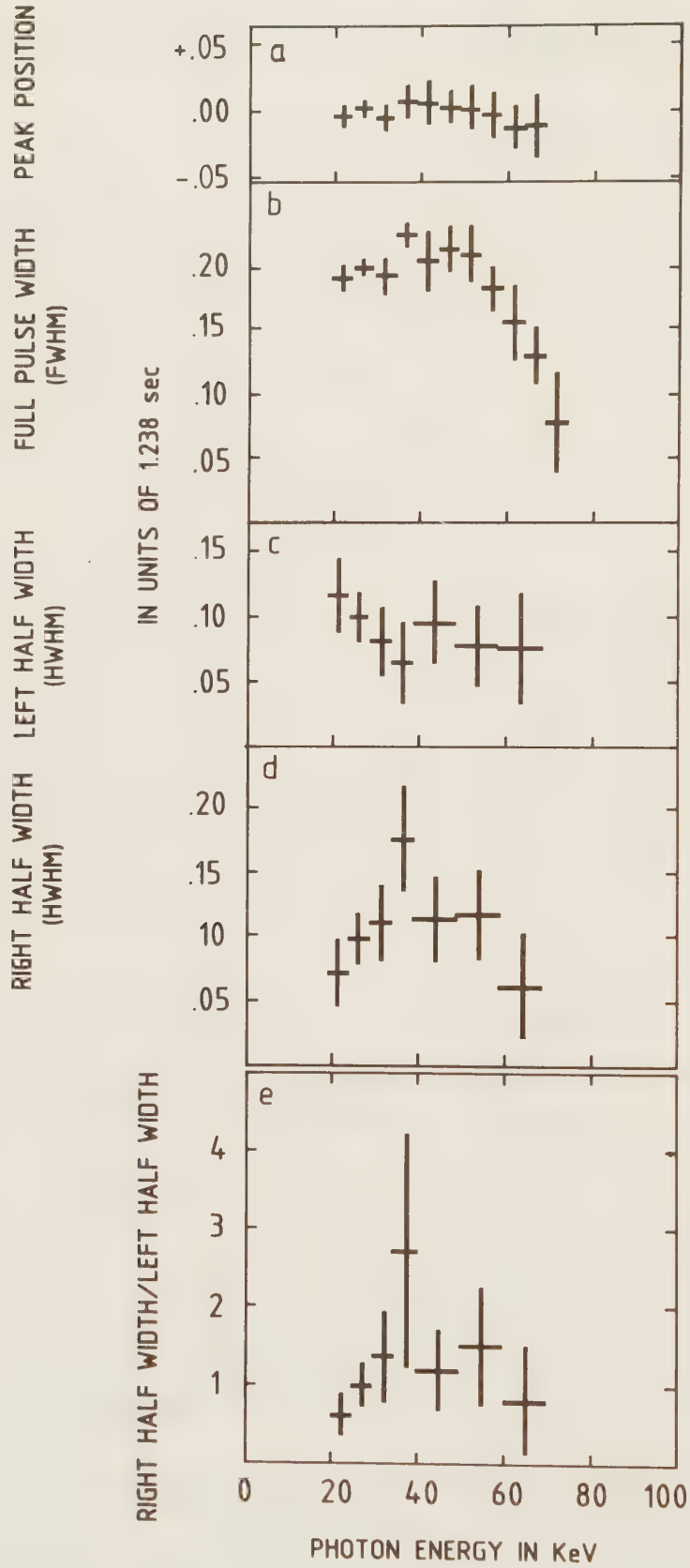


Abb.14: Anpassungsparameter an den Hauptpuls der energieabhängigen Lichtkurven von Her X-1 im "HIGH-ON"- Zustand: a.) Position des Pulsmaximums, b.) volle Puls-Halbwertsbreite, c.) halbe Breite der ansteigenden Pulsflanke, d.) halbe Breite der abfallenden Pulsflanke, e.) Verhältnis der rechten und linken Pulsflanke.

mit der Energie im Bereich 20-40 keV zunehmend steiler wird und oberhalb von 40 keV einen konstanten Wert einnimmt, wird der abfallende Teil des Pulses zwischen 20 und 40 keV breiter. Zu noch höheren Energien hin wird die rechte Flanke wieder steiler. Dieses Verhalten ist auch zu erkennen in der Abbildung 14e, in der das Verhältnis von der rechten zur linken Pulsflanke aufgetragen ist. Im Energiebereich um 40 keV ist die Abweichung von der Symmetrie am stärksten ausgeprägt.

Der gesamte abgestrahlte Fluß setzt sich aus einem un gepulsten und einem gepulsten Anteil zusammen. Beide Anteile können aus verschiedenen Gebieten kommen und durch unterschiedliche physikalische Prozesse erzeugt worden sein. Während bei den typischen Radiopulsaren die Pulsdauer nur ca. 1 – 10% der Rotationsperiode beträgt und der gepulste Anteil fast 100% der insgesamt emittierten Strahlung ausmacht (Hewish 1970, Ruderman 1972), liegen die entsprechenden Werte für Röntgenpulse in Doppelsternsystemen in der Regel für die Pulsdauer wesentlich höher und können bis 40% der Periode betragen, während die gepulste Strahlung Werte zwischen 0 und 100% der Gesamtintensität annimmt. Sowohl bei Radiopulsaren als auch bei Röntgenpulsaren sind die Pulsbreite und der relative gepulste Fluß energieabhängig.

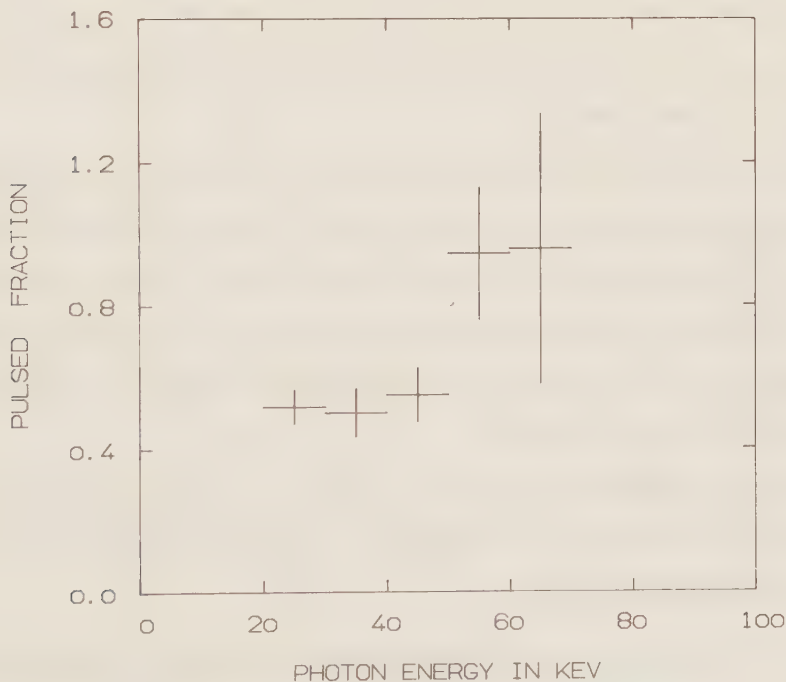


Abb.15: Der relative gepulste Fluß von Her X-1 im "HIGH-ON"-Zustand als Funktion der Energie.

Als relativer gepulster Fluß wurde das Integral unter dem Gauß-Profil, dividiert durch die Gesamtanzahl der Quell-Photonen, definiert:

$$\text{Pulsanteil} = \frac{\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}}}{N_{phot}}$$

Diese Größe ist in Abhängigkeit von der Energie in der Abbildung 15 dargestellt. Während der relative gepulste Fluß im Energiebereich 20-50 keV bei einem annähernd konstanten Wert von 50% bleibt, sind Anzeichen für einen Anstieg oberhalb von 50 keV vorhanden. Dieser Effekt hat allerdings nur eine statistische Signifikanz von 2.6σ . Zur Berechnung des gepulsten Flusses wurde nur der Hauptpuls benutzt. Berücksichtigt man auch den Zwischenpuls, so erhöht sich der gepulste Anteil um ca. 8 – 12%. Der relative gepulste Fluß des Hauptpulses im integrierten Energiebereich von 20-70 keV beträgt $56\% \pm 5\%$.

4.3.3. Zeitabhängige Lichtkurven

Durch Veränderungen im Akkretionsfluß können Pulsformvariationen in den Lichtkurven hervorgerufen werden (Avni et al. 1978, Ruderman 1970). Zur Untersuchung solcher zeitlichen Variationen wurden für die acht Her X-1 Beobachtungen über den Energiebereich 20-70 keV aufintegrierte Lichtkurven erzeugt und analysiert.

Es wurde keine mit der Zeit veränderliche Lageverschiebung des Pulsmaximums gefunden, was zu erwarten war. Denn wäre eine Verschiebung aufgetreten, würde es bedeuten, daß entweder die Periode falsch berechnet oder dP/dt größer ist als bisher angenommen wurde oder aber die Korrekturwerte aufgrund der Bewegungen der Erdbahn und/oder der Doppelsternbahn nicht korrekt bestimmt wurden.

Die Pulsbreite (FWHM) ist als Funktion der Zeit in der Abbildung 16a dargestellt. Ihre Werte sind verträglich mit einer konstanten Breite von 0.2 der Rotationsperiode.

In der Form des Hauptpulses scheint sich eine leichte Asymmetrie anzudeuten. Während die Werte für die Halbwertsbreite der linken Flanke eine geringe abfallende Tendenz zeigen, wird die rechte Flanke mit zunehmender

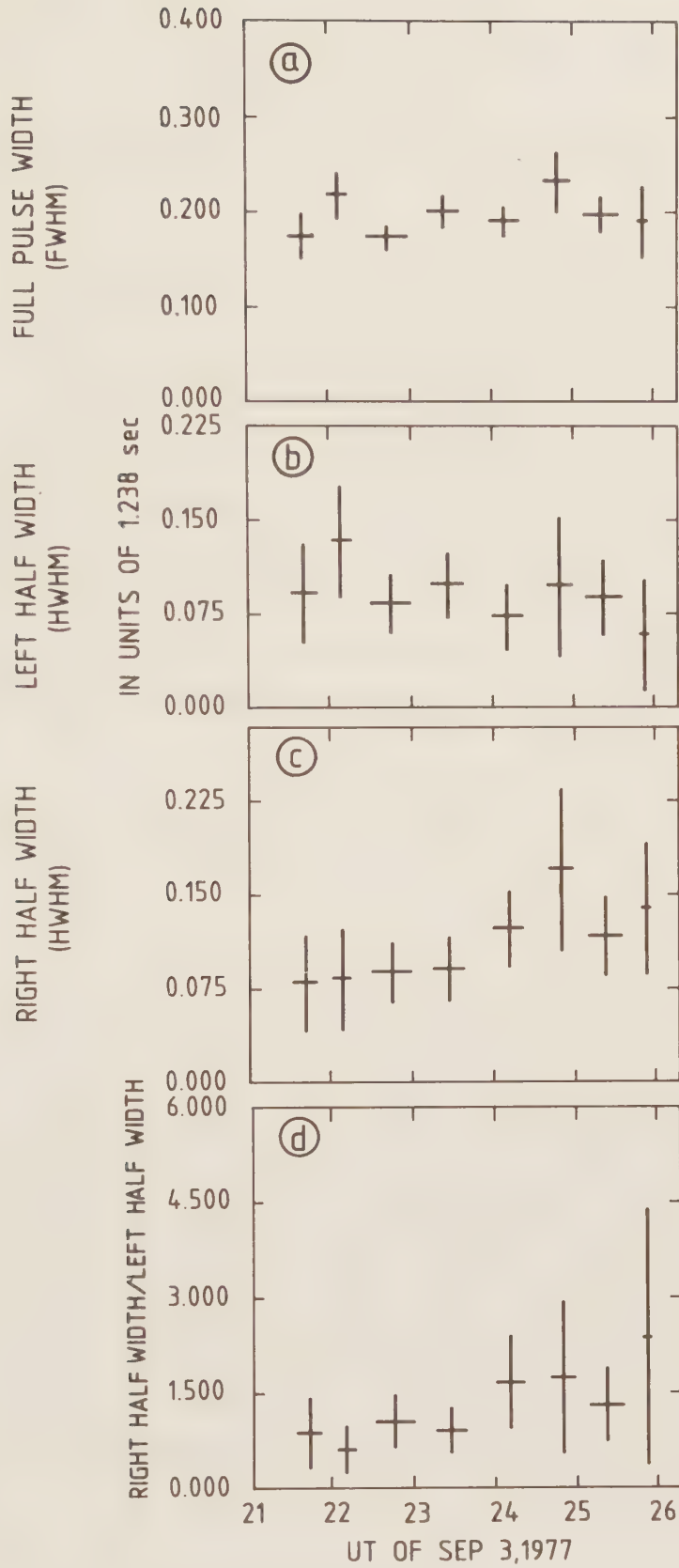


Abb.16: Anpassungsparameter an den Hauptpuls der zeitabhängigen Lichtkurven von Her X-1 im "HIGH-ON"-Zustand. a.) volle Puls-Halbwertsbreite, b.) halbe Breite der ansteigenden Pulsflanke, c.) halbe Breite der abfallenden Pulsflanke, d.) Verhältnis der rechten und linken Pulsflanke.

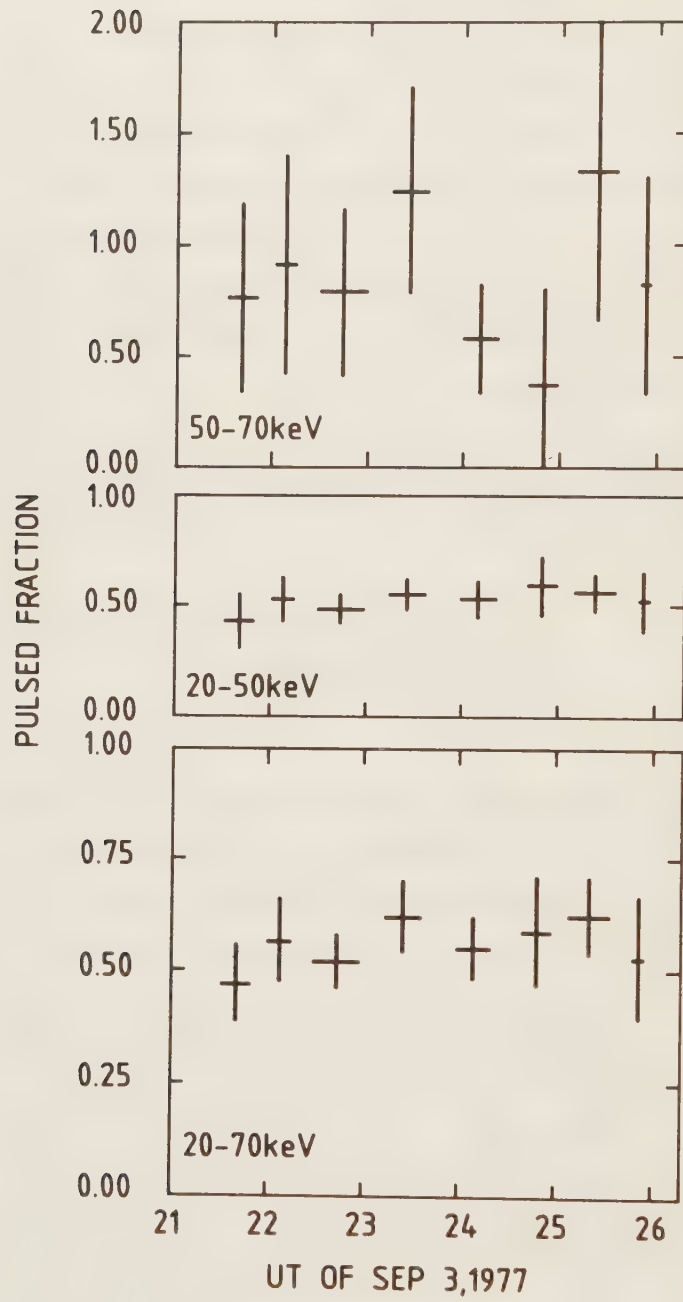


Abb.17: Der relative gepulste Fluß von Her X-1 im "HIGH-ON"- Zustand für drei Energiebereiche als Funktion der Zeit.

Zeit breiter. Dies wird illustriert in der Abbildung 16b,c und d, in der auch die Werte für das Verhältnis der rechten und linken Pulsflanke dargestellt sind. Auch hier ist die statistische Signifikanz nur marginal; beide Anpassungsformen an die Daten - eine Konstante und eine Gerade - ergeben vergleichbare, annehmbare χ^2 -Werte.

Zur Bestimmung zeitabhängiger Variationen des gepulsten Flusses wurde für die Energiebereiche 20-50 keV, 50-70 keV und 20-70 keV der gepulste Anteil als Funktion der Beobachtungszeit ermittelt. Wie die Abbildung 17 belegt, wurden keine statistisch signifikanten Fluktuationen gefunden.

Der Anteil des gepulsten Flusses an der Gesamtintensität wurde auch für die Her X-1 Beobachtung im "LOW-ON"-Zustand bestimmt. Mit Hilfe der Formel (mittlere Intensität - minimale Intensität) dividiert durch die mittlere Intensität wurde ein Wert von 0.75 ± 0.08 im Energiebereich 18-52 keV erhalten. Der entsprechende Wert für die "LOW-OFF"-Beobachtung im Energiebereich 18-33 keV betrug 1.0 ± 1.0 .

Tabelle 6
 χ^2 -Werte als Funktion der freien Parameter n und Wahrscheinlichkeit $\alpha = p\%$

n	p=99	98	95	90	80	70	50	30	20	10	5	2	1	0.1
1	0.000	0.001	0.004	0.016	0.064	0.148	0.455	1.074	1.642	2.706	3.841	5.412	6.635	10.827
2	0.020	0.040	0.103	0.211	0.446	0.713	1.386	2.408	3.219	4.605	5.991	7.824	9.210	13.815
3	0.115	0.185	0.352	0.584	1.005	1.424	2.366	3.665	4.642	6.251	7.815	9.837	11.341	16.268
4	0.297	0.429	0.711	1.064	1.649	2.195	3.357	4.878	5.989	7.779	9.488	11.668	13.277	18.465
5	0.554	0.752	1.145	1.610	2.343	3.000	4.351	6.064	7.289	9.236	11.070	13.388	15.086	20.517
6	0.872	1.134	1.635	2.204	3.070	3.828	5.348	7.231	8.558	10.645	12.592	15.033	16.812	22.457
7	1.239	1.564	2.167	2.833	3.822	4.671	6.346	8.883	9.803	12.017	14.067	16.622	18.475	24.322
8	1.646	2.032	2.733	3.490	4.594	5.527	7.344	9.524	11.030	13.362	15.507	18.163	20.090	26.125
9	2.088	2.532	3.325	4.168	5.380	6.393	8.343	10.656	12.242	14.684	16.919	19.679	21.666	27.877
10	2.558	3.059	3.940	4.865	6.179	7.267	9.342	11.781	13.442	15.987	18.307	21.161	23.209	29.583
11	3.053	3.609	4.575	5.578	6.989	8.148	10.341	12.899	14.631	17.275	19.675	22.618	24.725	31.264
12	3.571	4.178	5.226	6.304	7.807	9.034	11.340	14.011	15.812	18.549	21.026	24.054	26.217	32.909
13	4.107	4.765	5.892	7.042	8.634	9.926	12.340	15.119	16.985	19.812	22.362	25.472	27.683	34.528
14	4.660	5.308	6.571	7.790	9.467	10.821	13.339	16.222	18.151	21.064	23.685	26.873	29.141	36.123
15	5.229	5.985	7.261	8.547	10.307	11.721	14.389	17.322	19.311	22.307	24.996	28.259	30.578	37.697

4.4. Energie-Spektrum-Analyse

4.4.1. Auswertungs-Verfahren

Zur Berechnung des von der Röntgenquelle Her X-1 emittierten Photonen-Energiespektrums aus den Rohdaten müssen die Absorption der Röntgenquanten in der über dem Detektor liegenden Erdatmosphäre und dem Detektor-Eintrittsfenster, der Energieverlust und der K-Jod Escape-Effekt im Detektor sowie die Energieauflösung des Detektors berücksichtigt werden. Die Absorption durch die interstellare Materie ist in dem hier interessierenden Energiebereich vernachlässigbar (Brown und Gould 1970, Fireman 1974). Die mathematische Entfaltung der Rohdatenspektren soll kurz skizziert werden.

Werden die Absorption der Röntgenquanten in der Restatmosphäre und im Eintrittsfenster durch die Diagonal-Matrix T , der Energieverlust und der Escape-Effekt durch die Matrix E und das Energieauflösungsvermögen durch die Matrix A beschrieben, so erhält man für das Detektor-Ansprechvermögen die Matrix D

$$D = T * E * A$$

Damit kann das im Detektor nachgewiesene Rohdatenspektrum R eines einfallenden Quellspektrums Q dargestellt werden durch

$$R = Q * D$$

Zur Bestimmung des wahren Quellspektrums Q wird ein Modellspektrum M vorgegeben, dessen p Parameter in einer Anpassungsprozedur $Y = M * D$ iterativ solange verändert werden, bis die Summe der Quadrate aus der Differenz der Messwerte r_i und der theoretischen Werte y_i ein Minimum erreichen.

$$\sum_{i=1}^N (r_i - y_i)^2 = \chi_{min}^2$$

Die Güte der Anpassung wird durch den Wert χ_{min}^2 und die Anzahl der freien Parameter ($N-p$) festgelegt. In der Tabelle 6 sind die Wahrscheinlichkeitswerte α als Funktion der Anzahl der freien Parameter und des minimalen χ^2 - Wertes dargestellt (Auszug einer Tabelle aus Abramowitz und Stegun 1970). Nach Lampton, Margon und Bowyer (1976) sind alle Modelle mit einem α größer als 0.1 annehmbar.

Kahabka (1983) hat ein analytisches Verfahren zur Berechnung der Matrix D für das Detektor-Ansprechvermögen entwickelt. Dabei wurden sowohl der Photoeffekt als auch die Compton-Streuung berücksichtigt. Dieses Computer-Programm wurde z.T. für die spektrale Auswertung benutzt.

4.4.2. Erzeugung von Rohdaten-Spektren

Um die spektralen Eigenschaften der Quelle Her X-1 zu studieren, wurden drei unterschiedliche Rohdaten-Spektren untersucht, die mit S-OS, P-OS und P-OP bezeichnet werden (Trümper et al. 1978).

1. S-OS Spektrum (= Source minus Off-Source). Bei der Ausrichtung des Röntgenteleskops auf eine Quelle werden nicht nur Photonen von dieser Quelle sondern auch gleichzeitig Hintergrundereignisse registriert. Zur Berechnung des wahren Quellspektrums muß die unabhängig gemessene Hintergrundstrahlung abgezogen werden. Dieses Differenzspektrum wird mit S-OS Spektrum bezeichnet.

2. P-OS Spektrum (= Pulse minus Off-Source). Dies ist das Spektrum des Hauptpulses und wird auf ähnliche Weise wie das S-OS Spektrum gewonnen. Um ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erzielen, wird nur der Phasenbereich der 1.24 sec Pulsation genommen, der zum Hauptpuls der Lichtkurve gehört. Dieses 18 von insgesamt 40 Phasenkanälen große Intervall ist in der Abbildung 18 schraffiert dargestellt.

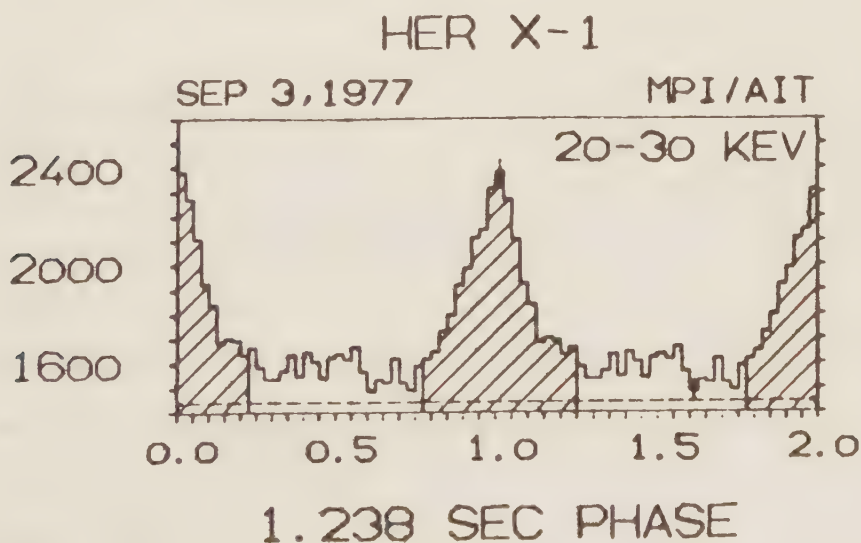


Abb.18: "HIGH-ON"-Lichtkurve mit schraffiert eingezeichnetem Pulsbereich (P) und unschraffiertem Nichtpulsbereich (OP).

HERCULES X-1

September 3, 1977 MPI/AIT

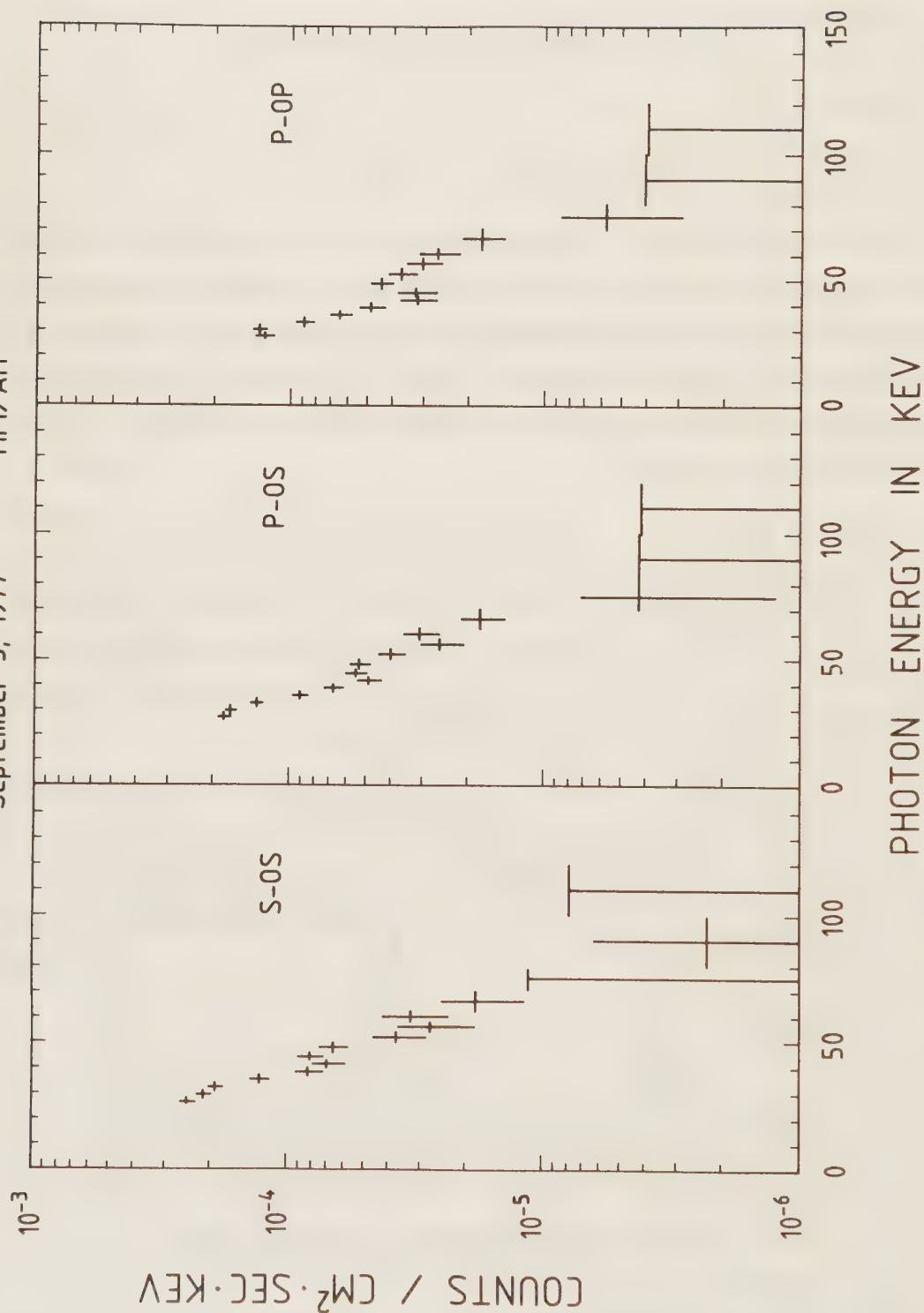


Abb.19: Rohdaten-Spektren von Her X-1 im "HIGH-ON"-Zustand der drei Spektrarten S-OS, P-OS und P-OP (siehe Text). Die Fehler sind $\pm 1\sigma$ statistische Abweichungen, die oberen Grenzen sind 2σ Werte.

3. P-OP Spektrum (= Pulse minus Off-Pulse). Dieses Spektrum wird berechnet aus der Differenz der Zählraten im oben definierten Hauptpulsbereich der Lichtkurve und der Zählraten im Nichtpulsbereich, der in der Abbildung 18 als nicht schraffierter 22 Kanäle großer Phasenbereich zu erkennen ist.

Das P-OP Spektrum ist die Differenz zweier Quellspektren und hat deshalb keine direkte physikalische Bedeutung. Dennoch ist die Bildung dieses Spektrums für einen Vergleich mit den anderen beiden Spektren sinnvoll, da es durch das quasi rasche Zerhacken der Beobachtung in einen Quell- und einen Art Hintergrund-Teil unberührt sein sollte von spektralen und zeitlichen Eigenschaften des Hintergrunds. Außerdem wird eine eventuell vorhandene Verstärkungsänderung des Elektroniksystems durch diese Methode automatisch kompensiert.

Die entsprechenden Rohdatenspektren S-OS, P-OS und P-OP sind in der Abbildung 19a-c dargestellt. Diese Spektren zeigen deutlich eine Struktur im Energiebereich zwischen 35 und 60 keV, die von einem glatt verlaufenden Kontinuum abweicht. Dieser Effekt ist am stärksten im P-OP Spektrum und am schwächsten im S-OS Spektrum zu erkennen.

4.4.3. Berechnung des Quell-Spektrums mittels diverser Modellspektren

Das Energiespektrum von Her X-1 läßt sich nicht durch ein einfaches Kontinuumspektrum beschreiben, wie aus den Rohdaten in der Abbildung 19 zu erkennen ist. Um das beste Modellspektrum zu finden, wurden folgende sieben verschiedene Formen zur Anpassung an die gemessenen Rohdatenspektren verwendet:

(1) Potenz-Spektrum

$$= I_0(30\text{keV}) \times \left(\frac{E}{30}\right)^{-\gamma}$$

(2) Exponential-Spektrum

$$= I_0(30\text{keV}) \times e^{-\frac{E-30}{E_0}} \times \left(\frac{E}{30}\right)^{-1}$$

(3) Schwarzkörperstrahlungs-Spektrum

$$= I_{bb}(30\text{keV}) \times \frac{E}{30} \times \left(e^{\frac{30}{E_{bb}}} - 1 \right) \times \left(e^{\frac{E}{E_{bb}}} - 1 \right)^{-1}$$

(4) Zwei Exponential-Spektren

$$= I_0(30\text{keV}) \times e^{-\frac{E-30}{E_0}} \times \left(\frac{E}{30} \right)^{-1} + I_1(30\text{keV}) \times e^{-\frac{E-30}{E_1}} \times \left(\frac{E}{30} \right)^{-1}$$

(5) Exponential-Spektrum + Schwarzkörperstrahlungs-Spektrum

$$= I_0(30\text{keV}) \times e^{-\frac{E-30}{E_0}} \times \left(\frac{E}{30} \right)^{-1} + I_{bb}(30\text{keV}) \times \frac{E}{30} \times \left(e^{\frac{30}{E_{bb}}} - 1 \right) \times \left(e^{\frac{E}{E_{bb}}} - 1 \right)^{-1}$$

(6) Exponential-Spektrum + Emissionslinie

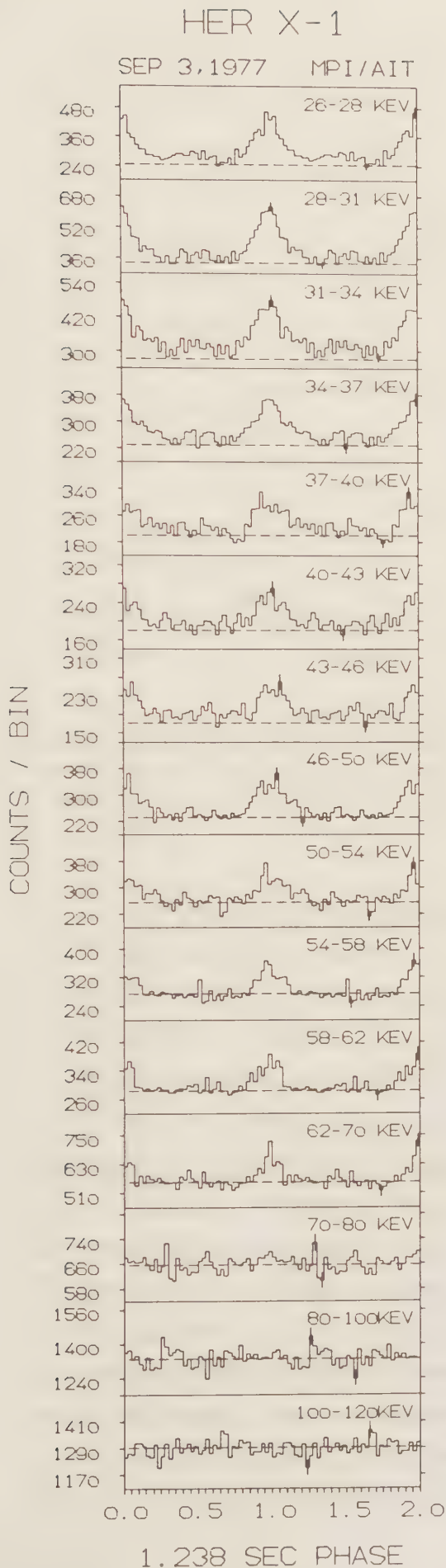
$$= I_0(30\text{keV}) \times e^{-\frac{E-30}{E_0}} \times \left(\frac{E}{30} \right)^{-1} + I_{Linie} \times G(E, E_{Linie}, FWHM)$$

(7) Exponential-Spektrum + Absorptionslinie

$$= I_0(30\text{keV}) \times e^{-\frac{E-30}{E_0}} \times \left(\frac{E}{30} \right)^{-1} + \left(1 - E_w \times G(E, E_{Linie}, FWHM) \right)$$

$$\text{mit } G(E, E_{Linie}, FWHM) = 0.94/FWHM \times e^{-2.76 \times \left(\frac{(E-E_{Linie})}{FWHM} \right)^2}$$

Die Energie E ist in keV angegeben. Die Spektren sind innerhalb des Meßbereichs des Detektors bei 30 keV normiert, um die Unsicherheit bei der Bestimmung der Intensitäts-Parameter zu minimalisieren. Das Exponential-Spektrum wurde aus praktischen Gründen als Modellspektrum für die Beschreibung des Kontinuums gewählt, da so der Vergleich mit anderen Messungen besser möglich ist. Ein thermisches Bremsstrahlungs-Spektrum, das unter Berücksichtigung des Gaunt-Faktors eine Energieabhängigkeit zeigt, die proportional $E^{-1.4}$ ist und nicht E^{-1} wie im Fall des Exponential-Spektrums, liefert eine gleich gute Anpassung an die Daten, selbstverständlich mit leicht unterschiedlichen Parametern.



Zur Anpassung der spektralen Daten an ein Modellspektrum wurde der Energiebereich von 26 bis 120 keV in 15 Energieintervalle unterteilt. Die entsprechenden Lichtkurven sind in der Abbildung 20 dargestellt. Die vorhandenen Datenpunkte unterhalb 26 keV wurden nicht benutzt. Da im Spektrum von Her X-1 ein Knick in der Umgebung von 23 keV beobachtet worden ist (Becker et al. 1977, Gruber et al. 1980, Pravdo et al. 1978b), und unterhalb dieser Energie das Spektrum durch ein Potenzgesetz wiedergegeben wird, hätten noch zusätzliche Parameter zur Anpassung an das Spektrum in diesem Energiebereich benutzt werden müssen. Außerdem sind die Korrekturen für die atmosphärische Absorption bei diesen niedrigen Energien besonders hoch, wie aus der Abbildung 21 zu ersehen ist. Die Berücksichtigung der Datenpunkte bis 10 keV hätte deshalb keine zusätzliche Verbesserung der statistischen Signifikanz ergeben.

Abb.20: Lichtkurven der 15 Energieintervalle, die zur Spektrums-Analyse verwendet werden. Die gestrichelte horizontale Linie stellt den jeweiligen Hintergrundwert dar. Eingezeichnete Fehlerbalken sind $\pm 1\sigma$ statistische Abweichungen.

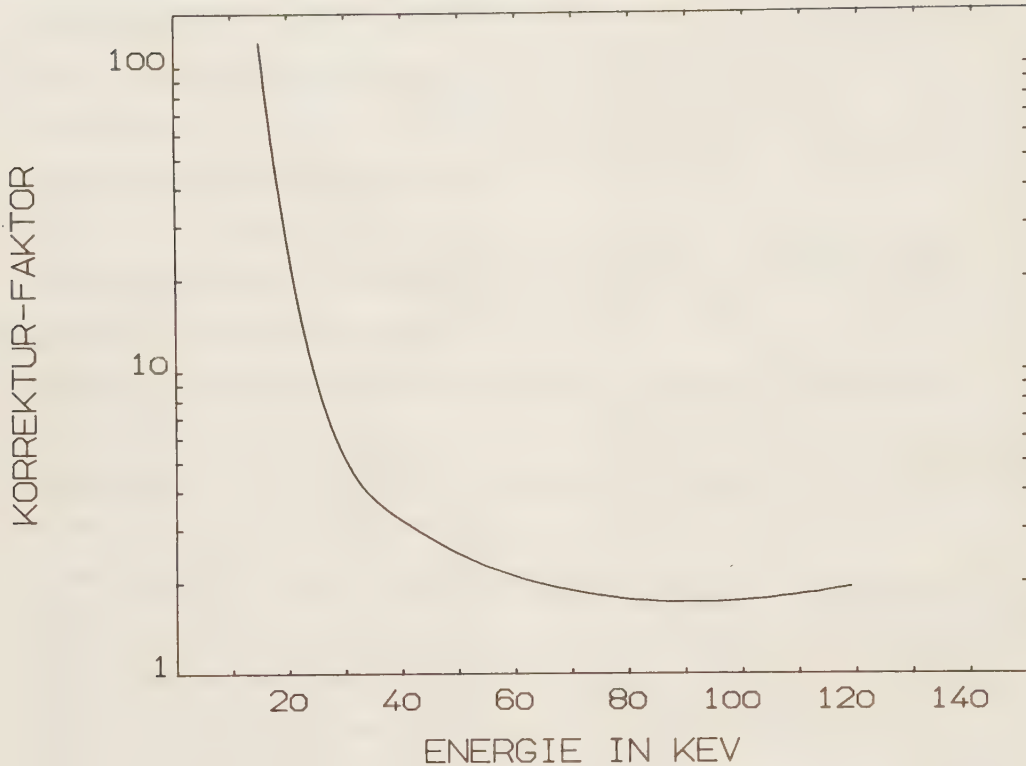


Abb.21: Integrale Detektor-Korrektur-Faktoren für den Ballonflug am 3.September 1977 unter Berücksichtigung der Röntgen-Absorption in der mittleren effektiven Restatmosphäre und dem Detektor-Eintrittsfenster, des Energieverlustes und des K-Jod Escape-Effektes im Detektor sowie der Energieauflösung.

Die Parameter, die die beste Anpassung an die Rohdaten-Spektren S-OS, P-OS und P-OP beschreiben, sind in der Tabelle 7 zusammengestellt. Außerdem sind die Anzahl der Freiheitsgrade, die χ^2_{min} -Werte sowie die dazugehörigen Signifikanzen α aufgeführt. Die angegebenen Fehler für die Anpassungs-Parameter sind 1σ Werte, die berechnet wurden aus den $(\chi^2_{min} + C)$ -Konturen des N-Parameter Raumes (mit $C = 1.1 + (N-1) \times 1.2$ für $N > 1$ Parameter). Wird das von Lampton, Margon und Bowyer (1976) aufgestellte Akzeptanz-Kriterium benutzt, nach dem die Signifikanz $\alpha \geq 10\%$ für eine annehmbare Anpassung sein muß, kann das Ergebnis dieser Untersuchung zusammengefaßt werden : Ein reines Kontinuum-Spektrum (Exponential-, Potenz- oder Schwarzkörperstrahlungs-Spektrum) wie auch zwei Kontinuum-Spektren (zwei Exponential-Spektren oder ein Exponential-Spektrum mit einem Schwarzkörperstrahlungs-Spektrum) liefern keine akzeptable Anpassung an die P-OS und P-OP Rohdatenspektren. Das gleiche gilt für doppelte Potenzspektren und Schwarzkörperstrahlungs-Spektren, die nicht in

Tabelle 7
Spektrale Anpassungsparameter verschiedener Modellspektren
für den Her X-1 "HIGH-ON"-Zustand

Spektrum	Funktion	p^a (N-p) ^b		χ^2_{min}	α^c (%)	$I_0(30 \text{ keV})$ ($10^{-4} ph/cm^2 s keV$)	γ, E_0, E_{bb} (keV)	I_1 ($10^{-4} ph/cm^2 s keV$)	E_1 (keV)	I_{Linie} ($10^{-3} ph/cm^2 s$)	E_W (keV)	E_{Linie} (keV)	FWHM (keV)	Linien- über- schuß
S -OS	Exponential	2	13	28.4	0.9	10.5 ± 0.6	$11.2^{+1.2}_{-1.1}$	...	...	...	...	...	...	...
P -OS	"			72.2	<0.1	7.6 ± 0.3	$12.3^{+1.0}_{-0.9}$	...	...	...	...	...	...	...
P -OP	"			82.2	<0.1	5.3 ± 0.4	$14.6^{+1.8}_{-1.4}$	...	...	...	...	...	...	...
P -OS	Potenz	2	13	45.4	<0.1	7.6 ± 0.3	4.2 ± 0.2	...	...	...	...	...	...	...
P -OS	Schwarzkörper	2	13	107	<0.1	7.8 ± 0.4	6.1 ± 0.4	...	...	...	...	...	...	...
S -OS	Exponential	4	11	17.3	10	$2.4^{+1.1}_{-1.3}$	$3.4^{+1.8}_{-1.1}$	6.9 ± 0.9	$16.4^{+3.4}_{-2.7}$	...	...	...	...	...
P -OS	plus			28.8	0.6	$2.0^{+0.5}_{-0.8}$	3.3 ± 0.8	4.6 ± 0.4	$19.9^{+3.2}_{-2.6}$	...	...	...	...	...
P -OP	Exponential			37.1	<0.1	$1.4^{+0.8}_{-0.6}$	$3.0^{+1.2}_{-0.7}$	3.1 ± 0.4	$25.0^{+5.9}_{-4.2}$	...	...	...	...	...
S -OS	Exponential	4	11	16.1	12	$4.5^{+1.0}_{-1.2}$	$4.1^{+1.4}_{-0.9}$	$16^{+0.12}_{-0.06}$	8.6 ± 1.0	...	...	...	...	...
P -OS	plus			24.1	1	3.4 ± 0.7	$3.9^{+0.8}_{-0.6}$	$1073^{+0.35}_{-0.23}$	9.7 ± 0.8	...	...	...	...	...
P -OP	Schwarzkörper			30.2	<0.2	$2.3^{+0.7}_{-0.8}$	$3.4^{+0.9}_{-0.7}$	$1034^{+0.19}_{-0.13}$	$10.9^{+1.3}_{-1.1}$	...	...	...	...	...
S -OS	Exponential	5	10	13.4	20	10.1 ± 2.0	6.7 ± 2.3	...	...	3.1 ± 3.0	...	48.6 ± 9.7	21.8 ± 16	$9.4\sigma^d$
P -OS	plus Gauß-			14.6	15	7.6 ± 0.5	$6.4^{+1.3}_{-0.8}$	...	...	2.7 ± 0.6	...	51.2 ± 2.8	$21.4^{+8.8}_{-7.4}$	$15.3\sigma^d$
P -OP	Emissionslinie			13.0	>20	5.5 ± 0.6	$6.2^{+1.6}_{-1.0}$	...	...	2.3 ± 0.5	...	53.9 ± 2.7	$17.9^{+8.8}_{-7.4}$	$14.5\sigma^d$
S -OS	Exponential	4	11	10.3	50	13.1 ± 1.0	12.2 ± 0.9	...	...	...	3.2 ± 0.6	36.8 ± 1.4	3.0	$9.8\sigma^c$
P -OS	plus Gauß-			10.5	50	10.3 ± 0.6	13.5 ± 0.7	...	...	...	4.3 ± 0.5	37.6 ± 0.8	4.0	$17.9\sigma^c$
P -OP	Absorptionslinie			14.3	>20	8.3 ± 0.9	15.3 ± 1.2	...	...	...	6.0 ± 0.9	38.3 ± 0.9	5.6	$20.3\sigma^c$
S -OS	Exponential	5	10	f	f	f	f	...	...	...	...	...	...	...
P -OS	plus Gauß-			f	f	f	f	...	...	...	...	...	...	...
P -OP	Absorptionslinie			14.0	>15	7.7 ± 1.2	15.7 ± 1.3	...	...	...	8.7 ± 2.5	38.2 ± 0.9	$5.8^{+8.1}_{-5.8}$	...
S -OS	Exponential	2	4	3.1	>50	10.7 ± 0.5	$7.9^{+1.1}_{-0.9}$	...	...	...	...	...	...	$7.5\sigma^d$
P -OS	bis 43 keV			2.0	>70	8.0 ± 0.3	$7.7^{+0.8}_{-0.7}$	...	...	...	...	...	...	$12.7\sigma^d$
P -OP				4.7	30	5.8 ± 0.3	$7.2^{+1.0}_{-0.8}$	...	...	...	...	...	...	$13.1\sigma^d$

^{a)} Anzahl der freien Parameter

^{b)} Anzahl der Freiheitsgrade

^{c)} Signifikanz der Anpassung

^{d)} Linienüberschuß (43-80 keV)

^{e)} Liniendefizit (26-50 keV)

^{f)} keine sinnvollen Ergebnisse

der Tabelle 7 aufgeführt sind. Nur das S-OS Spektrum kann marginal durch solche Modellspektren beschrieben werden. Wie bereits erwähnt, ändert sich das Spektrum im Energiebereich zwischen 35 und 60 keV zu sehr, um durch eine Überlagerung von zwei Kontinuum-Modellspektren gebildet werden zu können. Wird jedoch zur Beschreibung der spektralen Struktur eine Linie mit einem Gauß-Profil - entweder als Emissionslinie oder als Absorptionslinie - benutzt und diese mit einem Exponential-Spektrum kombiniert, so erhält man annehmbare Anpassungen für alle drei Arten von Rohdaten-Spektren. Dabei besteht hinsichtlich der statistischen Signifikanz kein Unterschied zwischen einer Emissionslinie oder einer Absorptionslinie.

Ein Vergleich der spektralen Anpassungen für beide Modellspektren weist auf einige charakteristische Unterschiede (siehe auch die Tabelle 7). Im Emissionslinien-Modell hat die das Kontinuum beschreibende Energie E_0 einen Wert um 6.5 keV und die Linienbreite beträgt ca. 20 keV FWHM. Für das Absorptionslinien-Modell erhält man für E_0 einen Wert um 13 keV und eine im Vergleich zum Detektor-Auflösungsvermögen verhältnismäßig geringe Linienbreite von nur einigen keV. Die Linienstruktur ist zentriert entweder um ~ 52 keV (als Emissionslinie) oder um ~ 38 keV (als Absorptionslinie). Die entfalteten P-OS und P-OP Spektren sind für beide Fälle in der Abbildung 22 dargestellt. Für das P-OS Spektrum zeigt die Abbildung 23 die χ^2 -Konturlinien derjenigen Parameter-Kombinationen, die am stärksten miteinander gekoppelt sind und deshalb den größten Fehlerbereich ergeben. Die P-OS und P-OP Spektren zeigen im Falle des Absorptionslinien-Modells eine große Ähnlichkeit, während im Emissionslinien-Modell die Linienstruktur besonders deutlich hervortritt im P-OP Spektrum. Die entfalteten Quellspektren im Falle des Emissionslinien-Modells haben eine ganz andere Form als beim Absorptionslinien-Modell. Der physikalische Grund dafür liegt in der stark unterschiedlichen Linienbreite für beide Modellspektren.

Zur Untersuchung von Korrelationen zwischen den Spektrums-Parametern wurden Anpassungen an die P-OS Rohdaten mit drei verschiedenen Werten für die Linienbreite als festen Parameter durchgeführt. Die Abbildung 24 zeigt die entfalteten P-OS Quellspektren im Falle des Emissionslinien-Modells für die drei Linienbreiten, die nach der Anpassung an die

HERCULES X-1

September 3, 1977

MPI/AIT

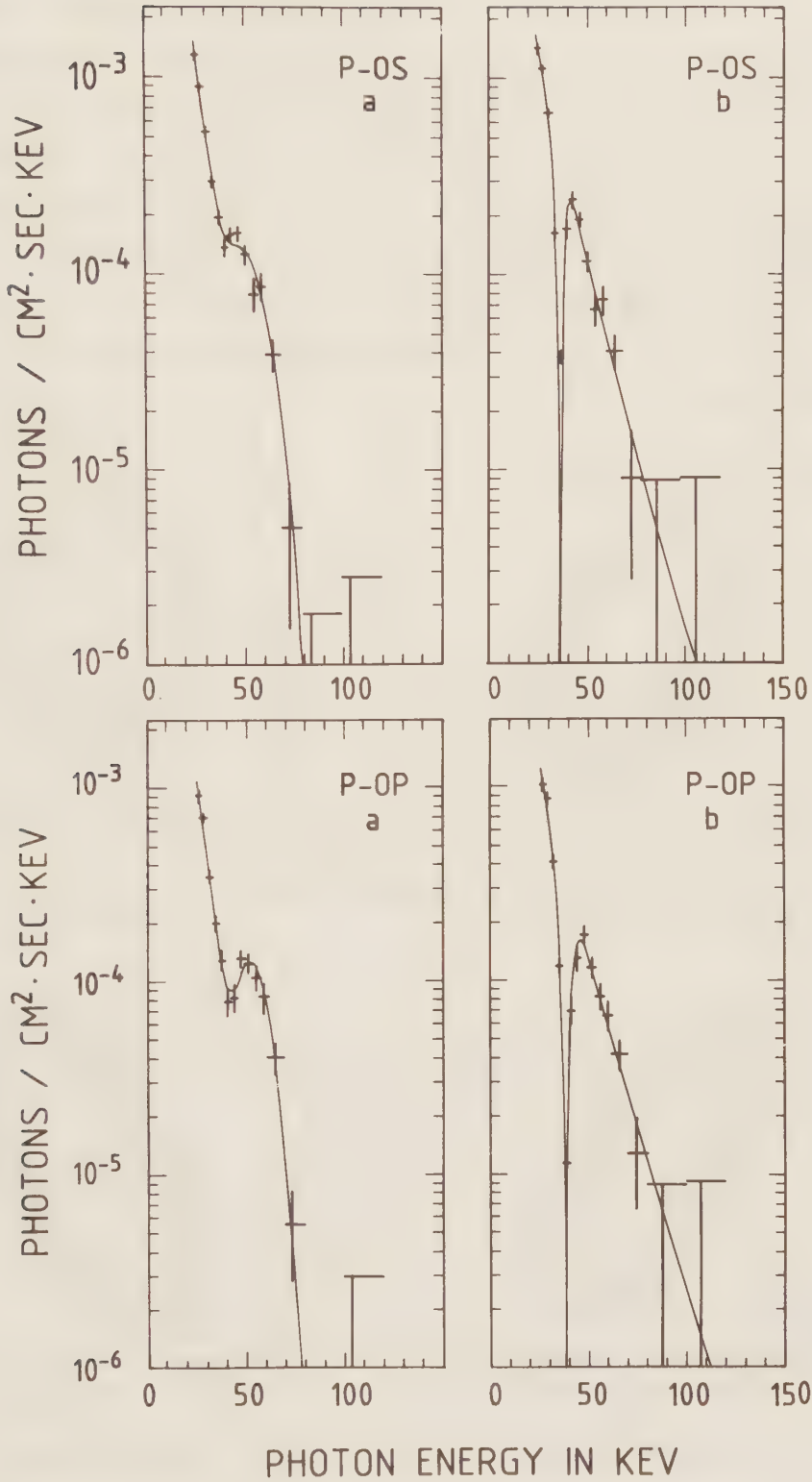


Abb.22: Entfaltete P-OS und P-OP Quell-Spektren von Her X-1 im "HIGH-ON"-Zustand für a.) das Emissionslinien-Modell und b.) das Absorptionslinien-Modell. Die durchgezogenen Linien stellen das jeweils angepaßte beste Modellspektrum dar. Die Fehler sind $\pm 1\sigma$ Werte, die oberen Grenzen sind 2σ Werte.

Rohdaten möglich sind: a) die minimale, b) die mittlere und c) die maximale FWHM. In dieser Darstellung sieht man, daß die Linienposition bei schmalerer Linienbreite sich zu höheren Energien verschiebt bzw. bei größerer Breite zu niedrigeren Energien. Beide Parameter sind zueinander schwach antikorreliert, wie auch aus den χ^2 -Konturen in Abbildung 23 und der Tabelle 8 zu entnehmen ist. Die Tabelle 8 mit den jeweiligen Parametern für die Anpassungen zeigt außerdem, daß die Größen für die Beschreibung der Kontinuumsintensität, des Exponenten und der Linienenergie miteinander korreliert sind. Ebenfalls untereinander korreliert sind die Linienbreite und die Linienintensität. Diese Abhängigkeiten werden später noch einmal behandelt werden.

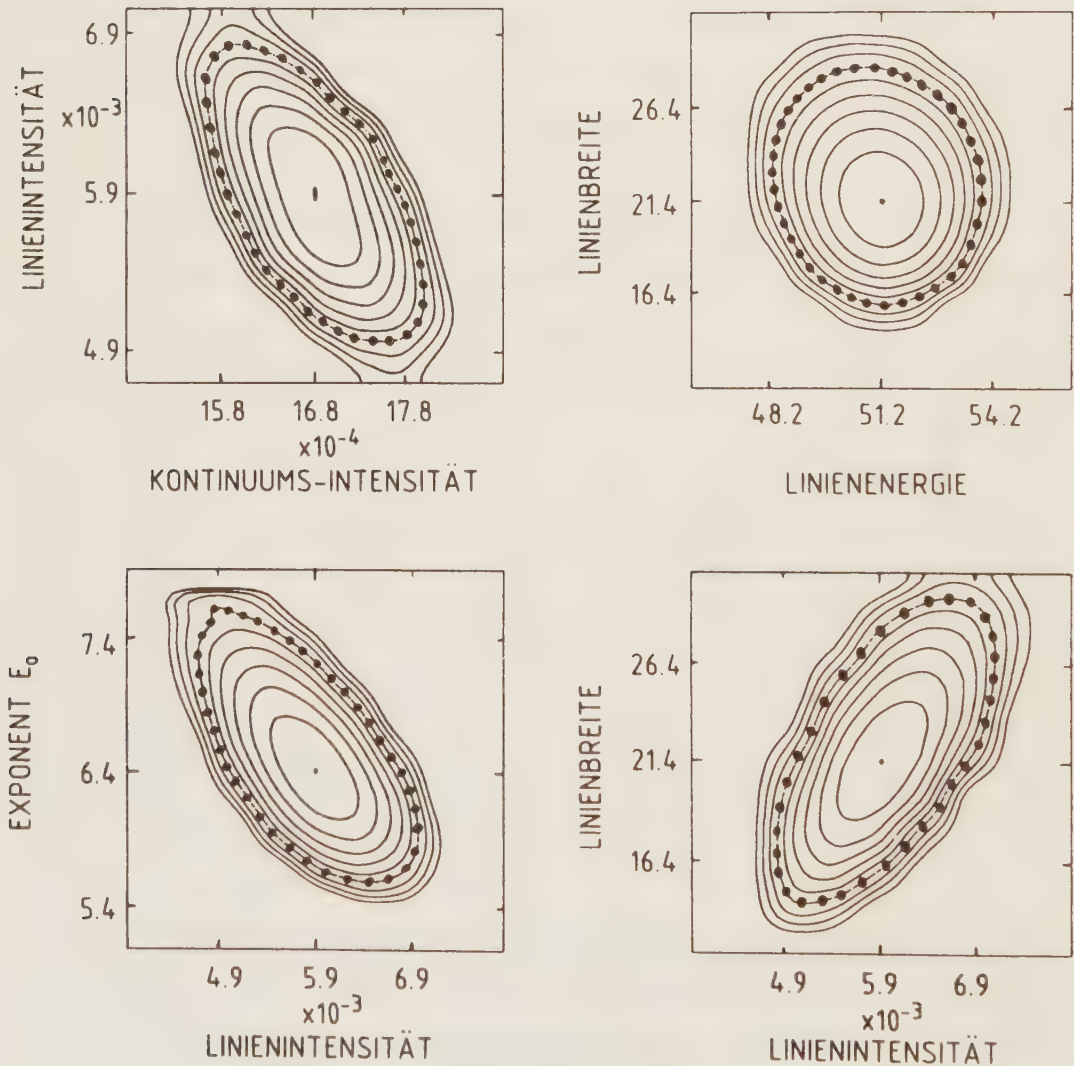


Abb.23: χ^2 -Konturlinien für die spektralen Parameter des P-OS Spektrums (Emissionslinien- Modell). Die $(\chi^2_{min} + 5.9)$ - Konturlinien sind gepunktet gekennzeichnet; von ihnen eingeschlossene Flächen geben die Bereiche an, in denen die Parameter mit 68% Wahrscheinlichkeit (1σ) gefunden werden.

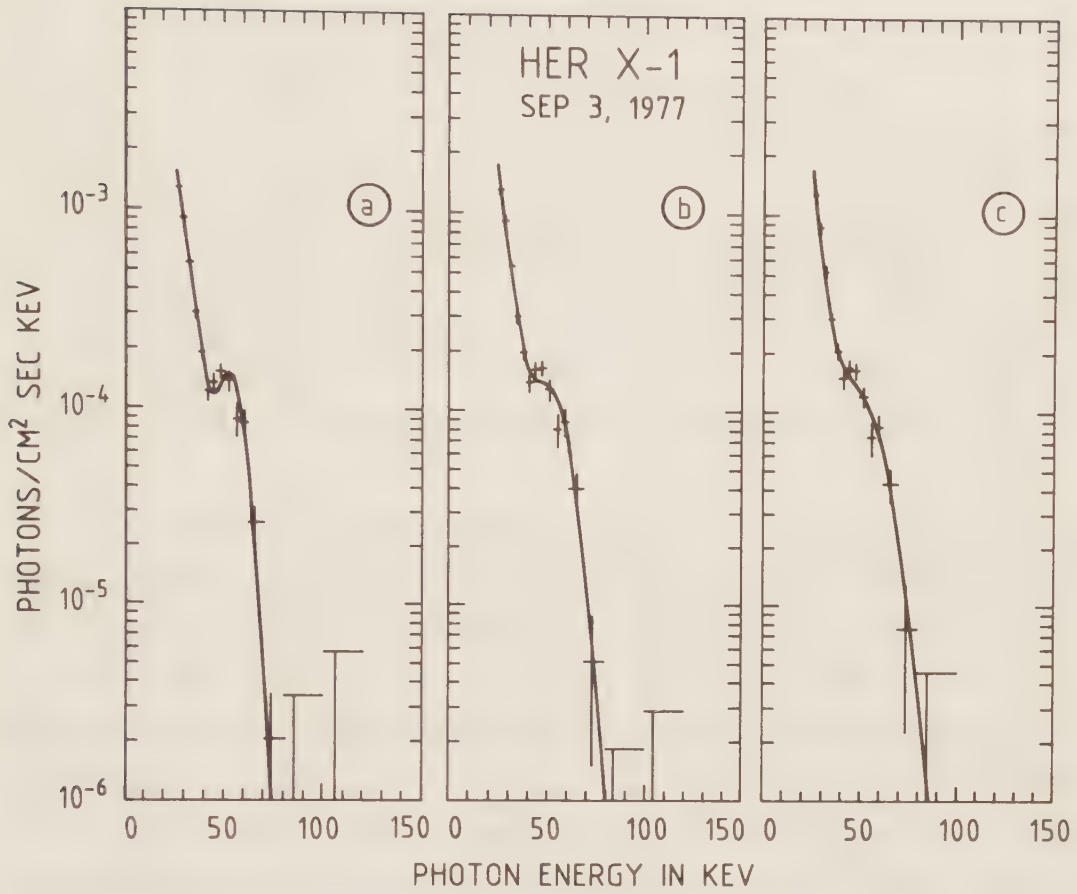


Abb.24: Entfaltete P-OSS Quellspektren (Emissionslinien-Modell) für die a.) minimale (14keV), b.) mittlere (21.4keV) und c.) maximale (30keV) Linienbreite.

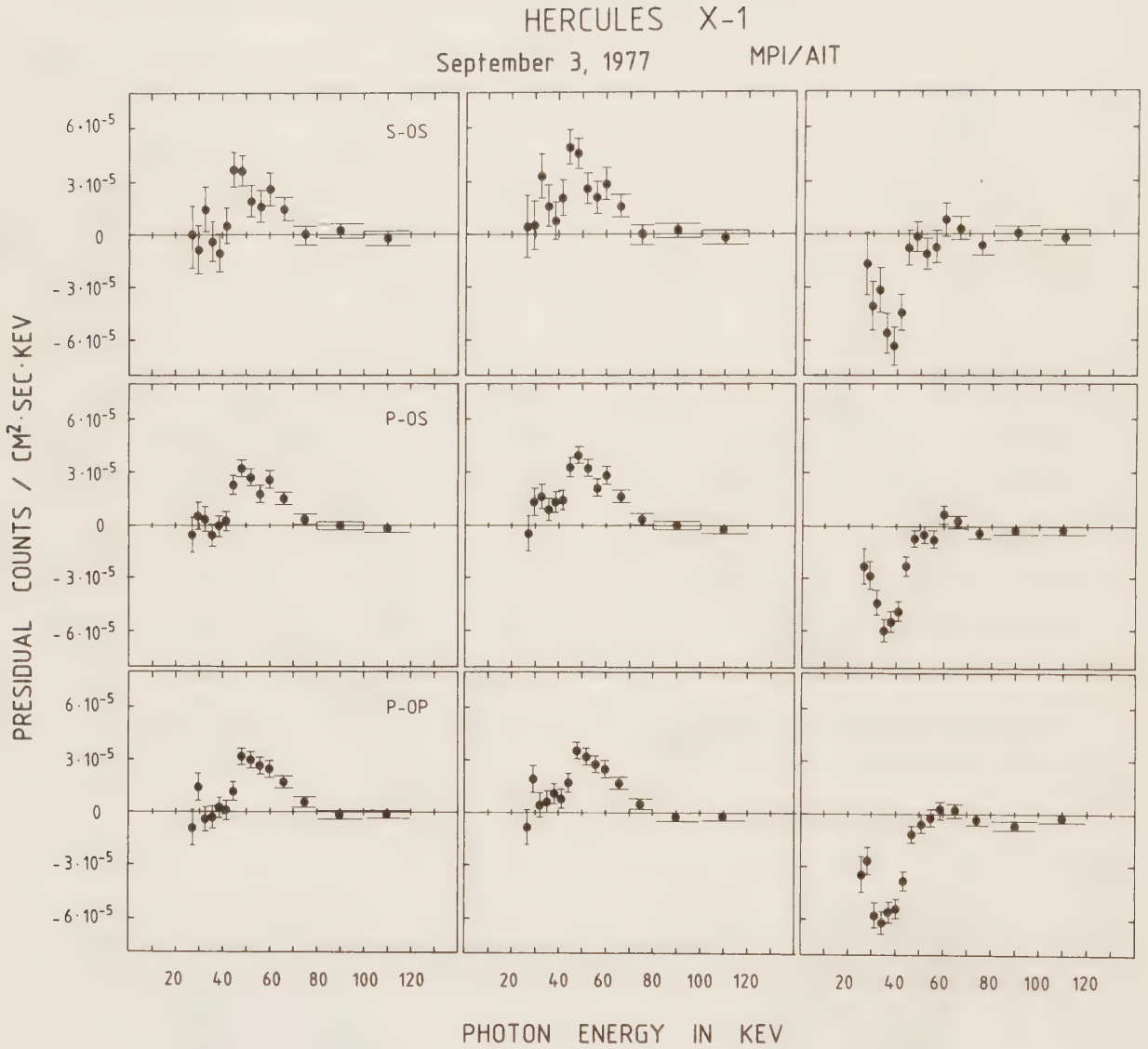


Abb.25: Residuale Her X-1 Intensität nach Abzug (a.) des besten Exponentialspektrums bis 43 keV (erste vertikale Bildspalte), (b.) des exponentiellen Kontinuums vom Emissionslinien- Modell (zweite vertikale Spalte), (c.) des exponentiellen Kontinuums vom Absorptionslinien-Modell (dritte vertikale Spalte). Die obere, mittlere und untere Bildreihe stellen die Ergebnisse von den S-OS, P-OS, und P-OP Spektren dar.

Tabelle 8 Spektrale Parameter für das Emissionslinien-Modell bei minimaler, mittlerer und maximaler Linienbreite			
Linienbreite FWHM in keV	14.0	21.4	30.0
Kont.Intensität $I_0(30 \text{ keV})$ ($10^{-4} \text{ ph/cm}^2 \text{ s keV}$)	8.0	7.6	6.8
Exponent E_0 in keV	7.3	6.4	5.6
Linienintensität ($10^{-3} \text{ ph/cm}^2 \text{ s}$)	2.0	2.7	3.8
Linienenergie in keV	53.2	51.2	46.7

Die statistische Signifikanz für die Existenz der Linienstruktur im P-OS Spektrum beträgt bei beiden Linien-Modellinterpretationen mehr als 15σ , wenn im Emissionslinien-Modell der Intensitäts-Überschuß im Energiebereich 43 bis 80 keV betrachtet bzw. im Absorptionslinien-Modell das Intensitätsdefizit im Energiebereich 26 bis 50 keV berechnet werden. In der Abbildung 25 sind die in der Linienstruktur enthaltenen Intensitäten für die S-OS, P-OS und P-OP Spektren graphisch dargestellt. Sie wurden gewonnen durch Subtraktion des Kontinuum-Spektrums, das berechnet wurde aus a) der Anpassung eines Exponential-Spektrums an die Rohdaten bis 43 keV, b) dem Anteil des Exponential-Spektrums im Emissionslinien-Modell und c) dem Anteil des Exponential-Spektrums im Absorptionslinien-Modell. Die Form der Linienstruktur sieht symmetrisch aus um 38 keV (mittlerer Wert der Absorptionslinie), während die Linienstruktur in Emission asymmetrisch erscheint. Im letzten Fall ist der Anstieg bei niedrigen Energien steil (ca. 10 keV), der Abfall bei höheren Energien dagegen ist flach (ca. 25 keV).

Die Her X-1 Ballondaten vom 3. Mai 1976 (Trümper et al. 1977, 1978) hatten eine mögliche zweite Linienstruktur bei 110 keV mit einer statistischen Signifikanz von 3.3σ ergeben (Abbildung 26). Eine Suche nach einer Linie bei dieser Energie in den hier diskutierten Daten vom 3. September 1977 ergab kein positives Ergebnis. Es kann nur eine obere 2σ Grenze für die Linienintensität bei der erwarteten Linienenergie von ca. 100 keV angegeben werden. Sie beträgt $2.4 \times 10^{-4} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ für die P-OS und

P-OP Spektren. Das Verhältnis der Linienintensitäten bei 100 keV und 52 keV ist

$$I(100\text{keV})/I(52\text{keV}) \leq 2.4 \times 10^{-4}/2.7 \times 10^{-3} < 0.1,$$

während das Intensitäts-Verhältnis 1976 etwa 1 betrug. Die Intensität des Kontinuums für den "HIGH-ON"-Zustand der Quelle am 3.5.1976 und am 3.9.1977 stimmt innerhalb von 10% überein. Auch die Intensitäten der ~ 52 keV-Linie in den beiden Jahren liegen innerhalb der Fehlergrenzen.

Unter der Annahme isotroper Emission und einer Entfernung von $D = 4$ kpc beträgt die Luminosität des Kontinuums im Energiebereich 10 - 100 keV ca. 10^{37} erg/sec. Für die Linie ergibt sich ein Wert von ca. 5×10^{35} erg/sec.

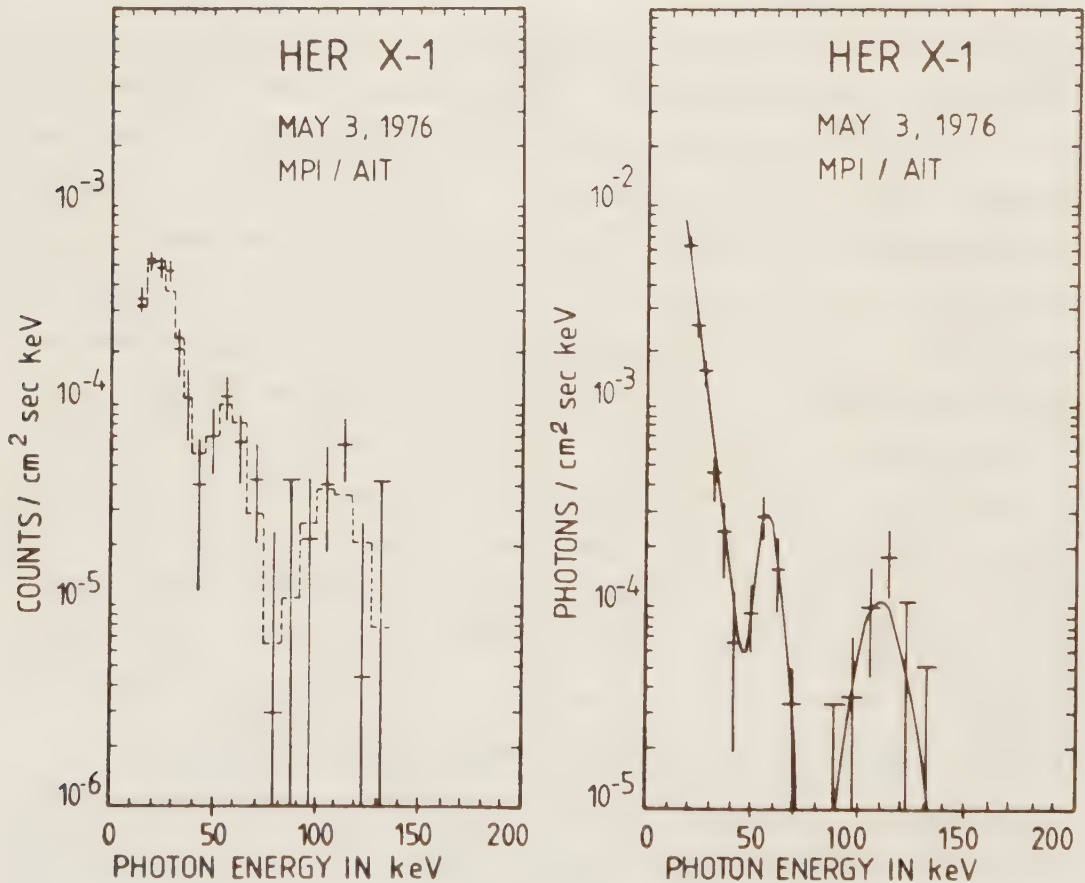


Abb.26: Her X-1 P-OS Spektren vom 3.5.76. In der linken Bildhälfte ist das Rohdaten-Spektrum und in der rechten Hälfte das entfaltete Quellspektrum gezeigt. Die gestrichelte bzw. durchgezogene Linie stellt das angepaßte beste Modellspektrum (Exponential-Spektrum mit zwei Emissionslinien) dar. Die Linien sind bei 58 keV bzw. bei 110 keV (Aus Trümper 1978).

4.4.4. Phasenabhängige Energie-Spektrum-Analyse

Da sich Her X-1 wie ein schiefer Rotator verhält, sieht ein Beobachter zu verschiedenen Phasen der 1.24 sec Rotationsperiode unter verschiedenen Neigungswinkeln auf das Objekt bzw. unterschiedliche Gebiete der Neutronensternoberfläche. Mit Hilfe der Pulsphasenspektroskopie wurde nach spektralen Eigenschaften gesucht, die Variationen mit der Phase der Rotationsperiode zeigen. Dazu wurden Energiespektren für sieben verschiedene Phasenbereiche erzeugt. An diese Rohdatenspektren wurde das Modellspektrum angepaßt, welches - wie in Kapitel 4.3.2. dargelegt - das zeitintegrierte Gesamtspektrum am besten wiedergibt, nämlich ein Exponential-Gesetz für das Kontinuum und eine Gaußkurve als Emissionslinie für die spektrale Struktur. Im ersten Schritt wurden alle fünf Parameter, die für die Beschreibung des Modellspektrums erforderlich sind, frei variiert. Da die Linienbreite keine systematischen Veränderungen mit der Pulsphase zeigte, wurde in einem zweiten Schritt für die Halbwertsbreite 21.4 keV benutzt. Dieser Wert war bei der Anpassung an das zeitintegrierte P-OS Spektrum als bester Parameter erhalten worden. Die entsprechenden phasenabhängigen P-OS Spektren sind in der Abbildung 27 dargestellt. Im oberen Bildteil sind die Rohdatenspektren, im unteren die durchgefalteten Photonenspektren wiedergegeben. Auch in dieser Darstellung ist die spektrale Struktur deutlich zu erkennen, vor allem in den beiden Phasenabschnitten, die links und rechts vom Lichtkurvenmaximum liegen. Die Ergebnisse der spektralen Anpassung an die Phasenabschnitte sind in der Tabelle 9 zusammengestellt. Der in den letzten beiden Spalten angegebene Linienüberschuß in Standard-Abweichungen wurde für den Energiebereich 43-80 keV bestimmt durch Subtraktion des Kontinuumspektrums, das berechnet wurde aus a) der Anpassung eines Exponential-Spektrums an die Daten bis 43 keV ($= \sigma_1$) und b) dem Anteil des Exponential-Spektrums im Emissionslinien-Modell ($= \sigma_2$).

In der Abbildung 28 ist die Abhängigkeit dieser spektralen Anpassungsparameter von der Phase dargestellt. Da die statistische Signifikanz der spektralen Struktur im Intervall um die Phase $\phi = 0.5$ sehr gering ist, wurde der entsprechende Punkt in der Abbildung 28b weggelassen. Aus dem gleichen Grund müssen die in diesem Phasenintervall eingezeichneten Werte in Abbildung 28a und c mit Vorsicht betrachtet werden; sie geben nur das Ergebnis der formalen Anpassung wieder. Daß diese Datenpunkte statistisch nicht

Tabelle 9								
Parameter der phasenabhängigen Energiespektren								
Phase	χ^2_{min}	α %	$I_0(30\text{keV})$ $10^{-4}ph/cm^2s\text{keV}$	E_0 keV	I_{Linie} $10^{-3}ph/cm^2s$	E_{Linie} keV	I_L/I_0 keV	Linien- überschuß $\sigma_1 \quad \sigma_2$
.775-.875	14.7	20	7.7 ± 1.7	5.9 ± 2.5	1.8 ± 1.7	48.9 ± 11.7	2.4 ± 2.3	3.3 3.6
.875-.950	13.8	24	19.5 ± 1.8	6.3 ± 1.3	8.1 ± 2.1	49.6 ± 3.0	4.1 ± 1.1	7.3 10.0
.950-1.00	7.9	71	27.6 ± 1.2	6.2 ± 0.6	11.9 ± 1.0	56.2 ± 1.3	4.3 ± 0.4	12.4 13.6
.000-.050	17.0	12	28.4 ± 2.3	5.5 ± 0.8	10.1 ± 1.8	52.2 ± 2.6	3.6 ± 0.7	10.2 11.4
.050-.125	4.2	96	15.0 ± 1.4	5.6 ± 0.9	9.0 ± 1.5	46.3 ± 1.8	6.0 ± 1.2	6.5 10.0
.125-.225	11.5	49	9.2 ± 2.0	8.1 ± 4.5	1.7 ± 3.7	45.1 ± 13.7	1.9 ± 4.1	2.9 3.3
.225-.775	11.9	47	1.5 ± 5.4	3.5 ± 6.4	6.0 ± 9.0	31.1 ± 9.3	41 ± 163	2.6 5.1

1σ -Fehlerbestimmung aus $(\chi^2_{min} + 4.7)$ -Konturlinien

Anzahl der Freiheitsgrade (N-p)=11

signifikant sind, zeigen die großen vertikalen Fehlerbalken.

Eine qualitative Inspektion der Abbildung 28 ergibt, daß der Exponent E_0 der das Kontinuum beschreibenden Exponentialfunktion sowie die zur Kontinuumsintensität ins Verhältnis gesetzte Linienintensität keine signifikanten Variationen über die Pulsperiode zeigen; im Gegensatz zur Linienenergie, die solch eine Abhängigkeit anzudeuten scheint. Um diese Aussagen quantitativ zu belegen, wurden an alle drei in der Abbildung 28a-c dargestellten Parametersätze drei verschiedene Funktionen angepaßt: 1) eine Konstante, 2) eine Gerade und 3) eine Sinuskurve mit der Her X-1 Periode. Das Ergebnis ist in der Tabelle 10 zusammengefaßt. Der Exponent E_0 und das Intensitätsverhältnis der Linie zum Kontinuum zeigen keine Abhängigkeit von der Phase. Die Linienintensität ist proportional zur Kontinuumsintensität. Die Emissionslinienenergie dagegen weist eine Variation der Linienposition auf, die am besten durch die Sinuskurve angepaßt werden kann, welche in der Abbildung 28c dargestellt ist. Im Phasenbereich um $\phi = 0.5$ ist die Sinuskurve gestrichelt eingezeichnet, um die geringe Signifikanz

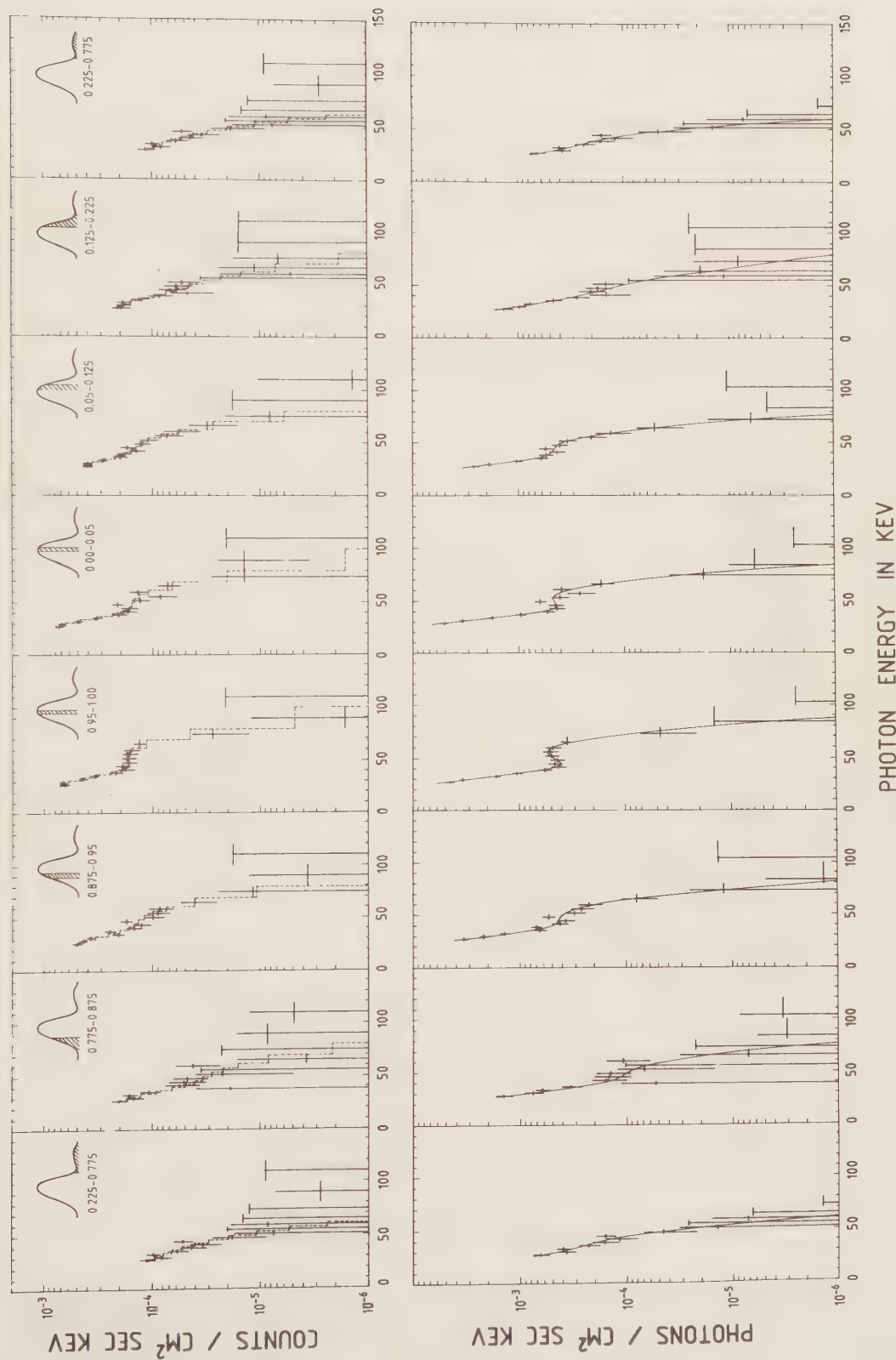


Abb.27: Phasenabhängige P-OS Spektren (Emissions-Modell) für den "HIGH-ON"-Zustand. In der oberen Bildreihe sind die Rohdatenspektren, in der unteren Reihe die durchgefalteten Photonenpektren wiedergegeben.

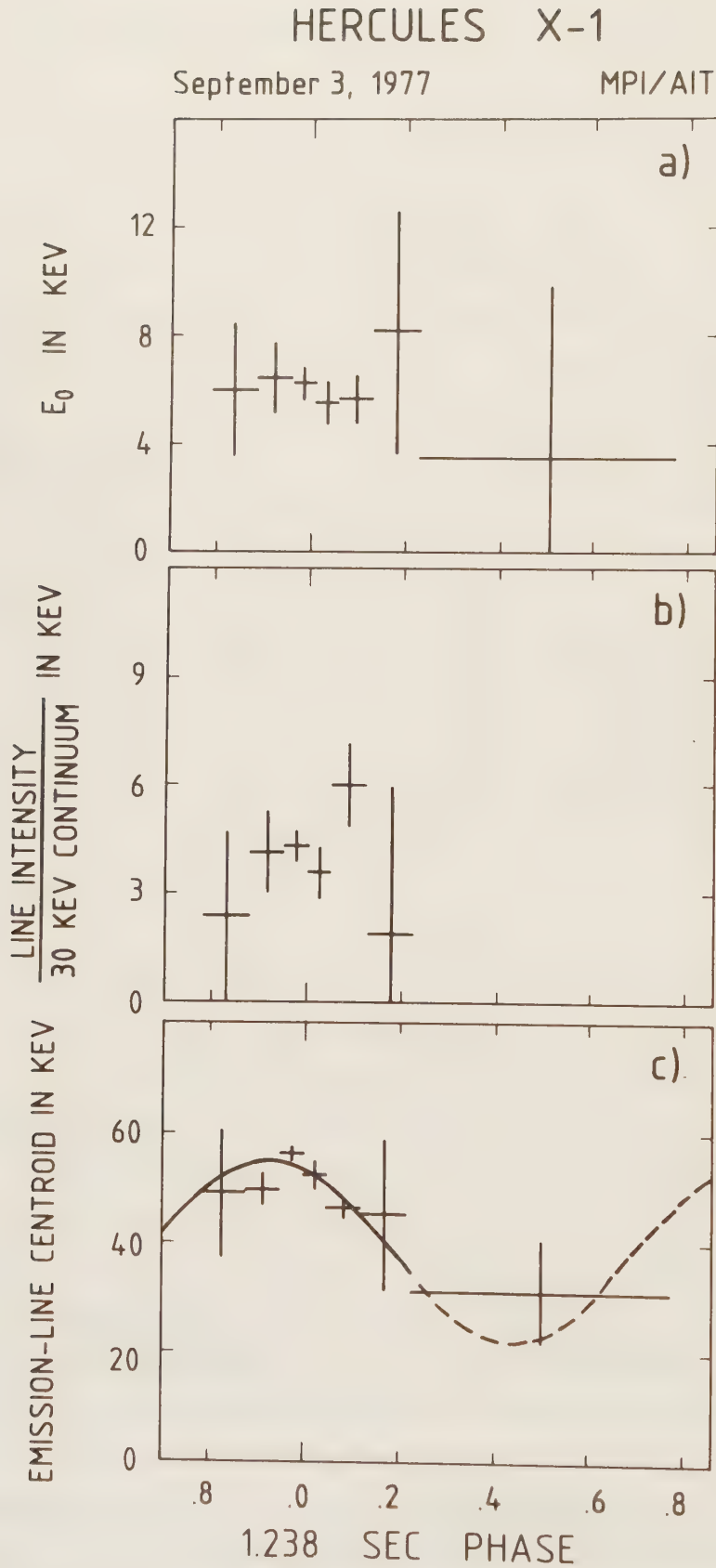


Abb.28: Anpassungsparameter der P-OS Spektren als Funktion der 1.238 sec Pulsphase. (a.) Exponent E_0 des Kontinuums, (b.) Verhältnis der Linien-Intensität zur Kontinuumsintensität bei 30 keV (c.) Zentrum der Emissionslinie (die durchgezogene Linie zeigt die beste sinusförmige Anpassung an). Die eingezeichneten Fehlerbalken sind $\pm 1\sigma$ Werte.

anzudeuten. Mit Hilfe des bereits erwähnten Akzeptanzkriteriums können sowohl ein konstanter Wert als auch eine Gerade ausgeschlossen werden.

Tabelle 10							
Anpassungen der phasenabhängigen spektralen Parameter an Modellfunktionen							
Parameter	Funktion	Konstante	A	Phase Φ_0	N-p	χ^2	α
I_0	Konstante	18.4 ± 3.3			6	157	< 0.1
	Gerade	20.6 ± 7.8	-0.24 ± 0.75		5	154	< 0.1
	Sinus	1.63 ± 6.6	21.8 ± 7.9	0.21 ± 0.20	4	54.6	< 0.1
E_0	Konstante	5.9 ± 0.2			6	1.2	97
	Gerade	6.7 ± 0.5	-0.09 ± 0.06		5	0.8	97
	Sinus	5.43 ± 1.05	0.79 ± 0.83	1.03 ± 1.15	4	0.8	94
I_{Linie}	Konstante	9.0 ± 1.5			6	30.6	< 0.1
	Gerade	6.3 ± 3.6	0.3 ± 0.4		5	27.0	< 0.1
	Sinus	-1.36 ± 3.75	1.24 ± 4.15	0.09 ± 0.18	4	8.4	8
E_{Linie}	Konstante	52.1 ± 2.0			6	26.5	< 0.1
	Gerade	63.0 ± 4.6	-1.2 ± 0.5		5	11.8	4
	Sinus	39.3 ± 5.4	16.0 ± 5.1	0.63 ± 0.26	4	6.5	17
I_L/I_0	Konstante	4.2 ± 0.3			6	4.4	62
	Gerade	3.2 ± 1.3	0.1 ± 0.1		5	3.8	58
	Sinus	3.62 ± 3.68	-1.05 ± 2.5	1.39 ± 2.97	4	3.8	43

Konstante : $f(\text{Parameter}) = \text{const.}$

Gerade : $f(\text{Parameter}) = \text{const.} + A \times \Phi$

Sinuskurve : $f(\text{Parameter}) = \text{const.} + A \times \sin(2\pi\Phi + \Phi_0)$

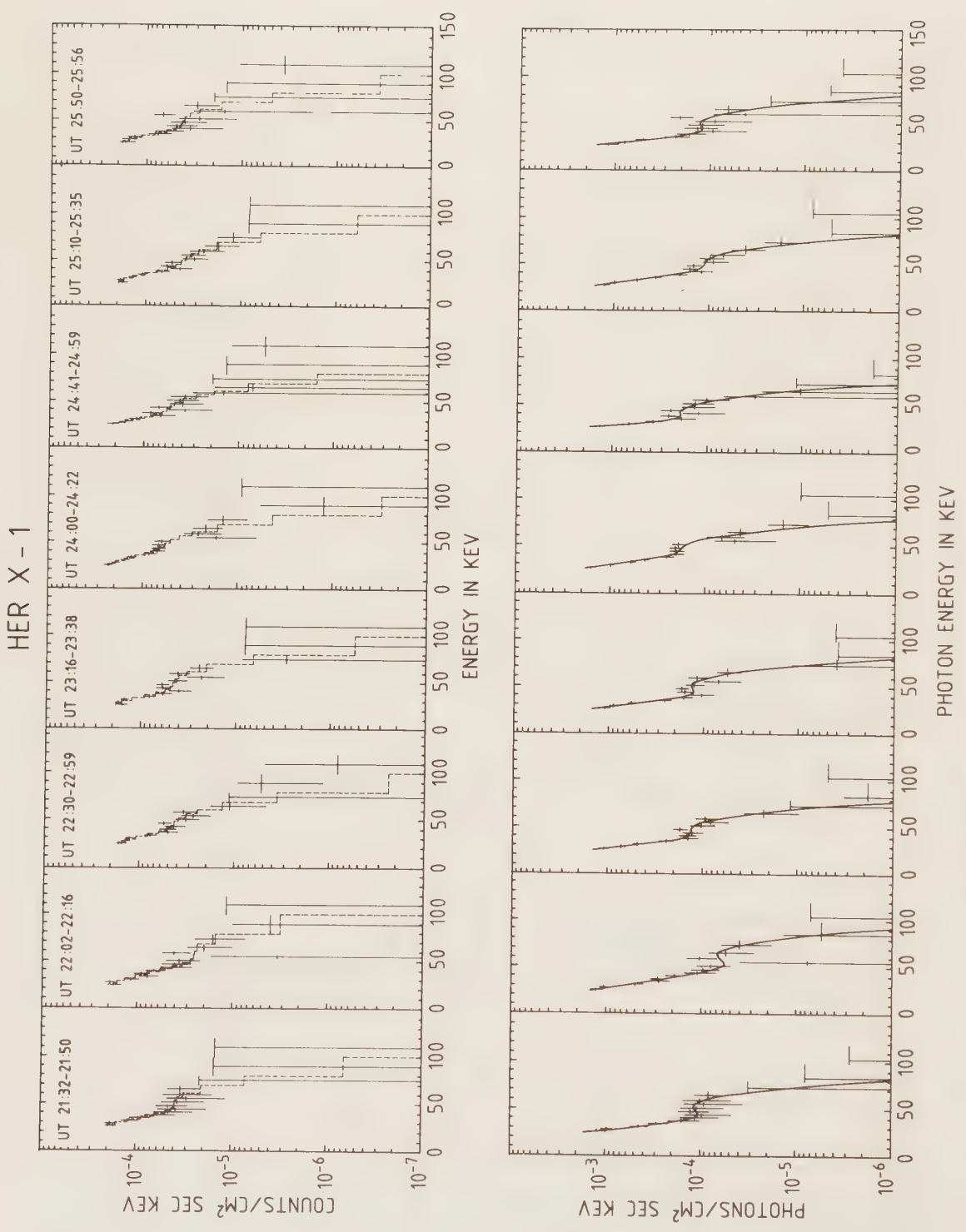


Abb.29: Zeitabhängige P-OS Spektren für den "HIGH-ON"-Zustand. In der oberen Bildreihe sind die Rohdatenspektren, in der unteren Reihe die durchgefalteten Photonspektren wiedergegeben.

4.4.5. Zeitliche Variationen des Energiespektrums

Innerhalb der Beobachtungsdauer von 4.4 Stunden während des "HIGH-ON"-Zustandes wurde nach spektralen Veränderungen mit der Zeit gesucht, die eventuell mit der während der Her X-1 Beobachtung im Phasenbereich von 0.13 bis 0.24 variierenden Doppelsternphasenlage korreliert sind. Hierzu wurden die bei den acht Einzelbeobachtungen aufgezeichneten P-OS Spektren benutzt und an die Rohdaten im Energiebereich von 26-120 keV wieder ein Modellspektrum mit einem Exponentialgesetz und einer Gaußlinie in Emission angepaßt. Wie schon bei der phasenabhängigen Spektralanalyse zeigt die Linienbreite keine systematischen Veränderungen mit der Zeit. Es wurde deshalb für die Halbwertsbreite wieder ein konstanter Wert von 21.4 keV angenommen und die Anpassungen mit vier freien Parametern wiederholt. Die entsprechenden zeitabhängigen acht P-OS Spektren sind in der Abbildung 29 zusammengestellt. Die Spektren mit hoher statistischer Signifikanz zeigen deutlich die spektrale Struktur im Energiebereich zwischen 35 und 60 keV. Die vier freien Parameter I_0 , E_0 , I_{Linie} , E_{Linie} sowie das Intensitäts-Verhältnis der Linie und des Kontinuums zeigen keine signifikanten Veränderungen mit der Zeit. Von allen Parametern weist die

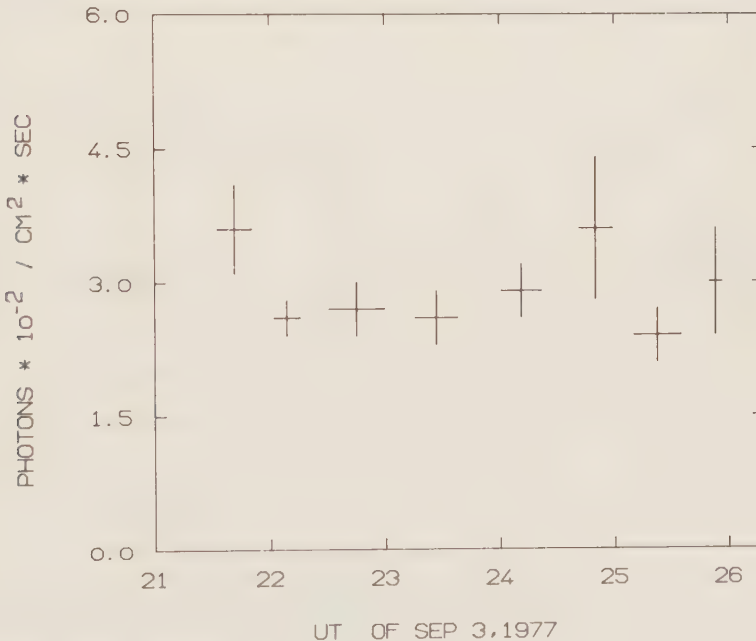


Abb.30: Integrale Intensitäten im Energiebereich 20-50 keV für den "HIGH-ON"-Zustand als Funktion der Zeit. Die Fehler sind $\pm 1\sigma$ Werte.

Intensität im Energiebereich 20-50 keV die stärksten Variationen auf $\pm 20\%$ vom Mittelwert während einer Zeitskala von 20 Minuten. Wie die Abbildung 30 jedoch zeigt, sind wegen der großen Fehler auch die Intensitätsschwankungen nicht signifikant. In der Abbildung 31 sind jeweils zwei Parameter des Modellspektrums in Abhängigkeit voneinander dargestellt. Sie zeigen die gleichen Korrelationen wie bei der zeitgemittelten Spektrumsanalyse.

Die Analyse des Spektrums von Her X-1 im "LOW-ON"-Zustand wurde analog der Auswertung der spektralen Daten vom "HIGH-ON"-Zustand durchgeführt. An die S-OS und P-OS Rohdatenspektren wurden verschiedene Modellspektren (Exponential-, Potenz- und Schwarzkörperstrahlungsspektren) angepaßt. Die Ergebnisse dieser Anpassung sind in der Tabelle 11 zusammengefaßt. Die Übersicht zeigt, daß im allgemeinen alle drei benutzten Modellspektren gute Anpassungen an die Rohdatenspektren liefern, wie der

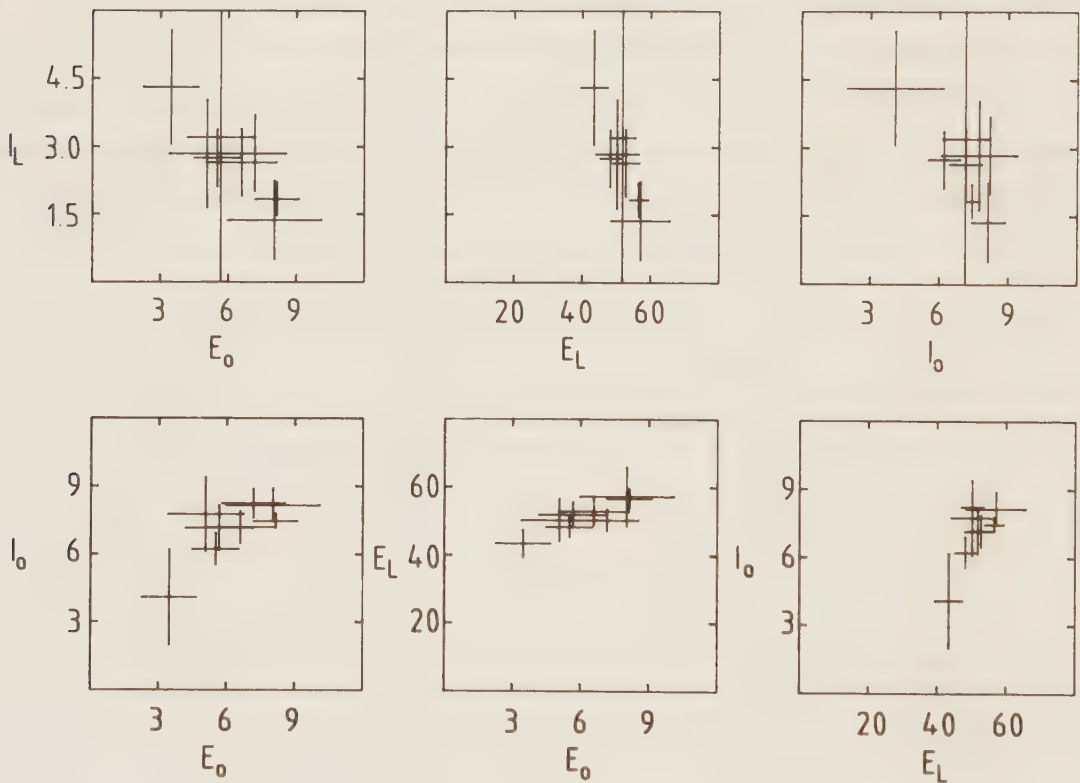


Abb.31: Korrelations-Diagramm der zeitabhängigen spektralen Parameter des P-OS Spektrums. Der Exponent E_0 des Kontinuums und die Linienenergie E_L sind in keV, die Kontinuumsintensität I_0 in $10^{-4} \text{ ph/cm}^2 \text{ s keV}$ und die Linienintensität I_L in $10^{-3} \text{ ph/cm}^2 \text{ s}$ angegeben. Die oberen Parameterpaare sind antikorreliert und die unteren miteinander korreliert.

Akzeptanzparameter α beweist. In der Abbildung 32 ist das S-OS Rohdatenspektrum und das mit einem Exponential-Gesetz entfaltete Quellspektrum dargestellt. Eine Aussage über die Existenz einer Linie im Energiespektrum des "LOW-ON"-Zustandes ist wegen der im Vergleich zur "HIGH-ON"-Beobachtung erheblich schlechteren Photonenstatistik nicht möglich.

Für einen Vergleich der Beobachtungen im "HIGH-ON"- und "LOW-ON"-Zustand sind die Exponenten E_0 aus der Anpassung eines Exponential-Spektrums an das Gesamtspektrum S-OS sowie an die phasenabhängigen Spektren, die dem Hauptpuls- (P-OS), Zwischenpuls- (IP-OS) und dem Nichtpuls-Bereich (OP-OS) entsprechen (siehe Abbildung 33), in der Tabelle 12 zusammengestellt. Die Exponenten wurden bestimmt für die Energiebereiche 26-43 keV und 26-120 keV. Die Exponenten eines Spektrums stimmen innerhalb der Fehlergrenzen für beide Energiebereiche bis auf zwei Ausnahmen überein. Nur die S-OS und P-OS Spektren des "HIGH-ON"-Zustands zeigen deutlich unterschiedliche Werte, die mit der Existenz der Linien-Struktur im Energiespektrum von Her X-1 im "HIGH-ON"-Zustand zu erklären sind. Die Spektren im "LOW-ON"-Zustand haben solch eine Struktur nicht, die Exponenten beider Energiebereiche stimmen jeweils überein.

Tabelle 11						
Spektrale Anpassungsparameter verschiedener Modellspektren						
für den Her X-1 "LOW-ON"-Zustand						
Spektrum	Funktion	N-p	χ^2_{min}	α	$I_0(30\text{keV})$	γ, E_0, E_{bb}
P-OS	Potenz	8	8.3	41	1.4 ± 0.2	$4.4^{+0.6}_{-0.7}$
"	Exponential	8	8.5	39	1.5 ± 0.2	$10.6^{+3.0}_{-2.3}$
"	Schwarzkörper	8	9.3	32	1.6 ± 0.2	$5.6^{+0.9}_{-0.8}$
S-OS	Potenz	8	9.3	32	2.6 ± 0.3	$4.6^{+0.7}_{-0.9}$
"	Exponential	8	11.9	16	2.8 ± 0.4	$9.9^{+3.3}_{-2.4}$
"	Schwarzkörper	8	13.9	9	2.9 ± 0.4	$5.2^{+1.0}_{-0.9}$

1σ -Fehlerbestimmung aus $(\chi^2_{min} + 2.3)$ -Konturlinien

N-p = Anzahl der Freiheitsgrade

HERCULES X-1

SEPTEMBER 20, 1977 MPI/AIT

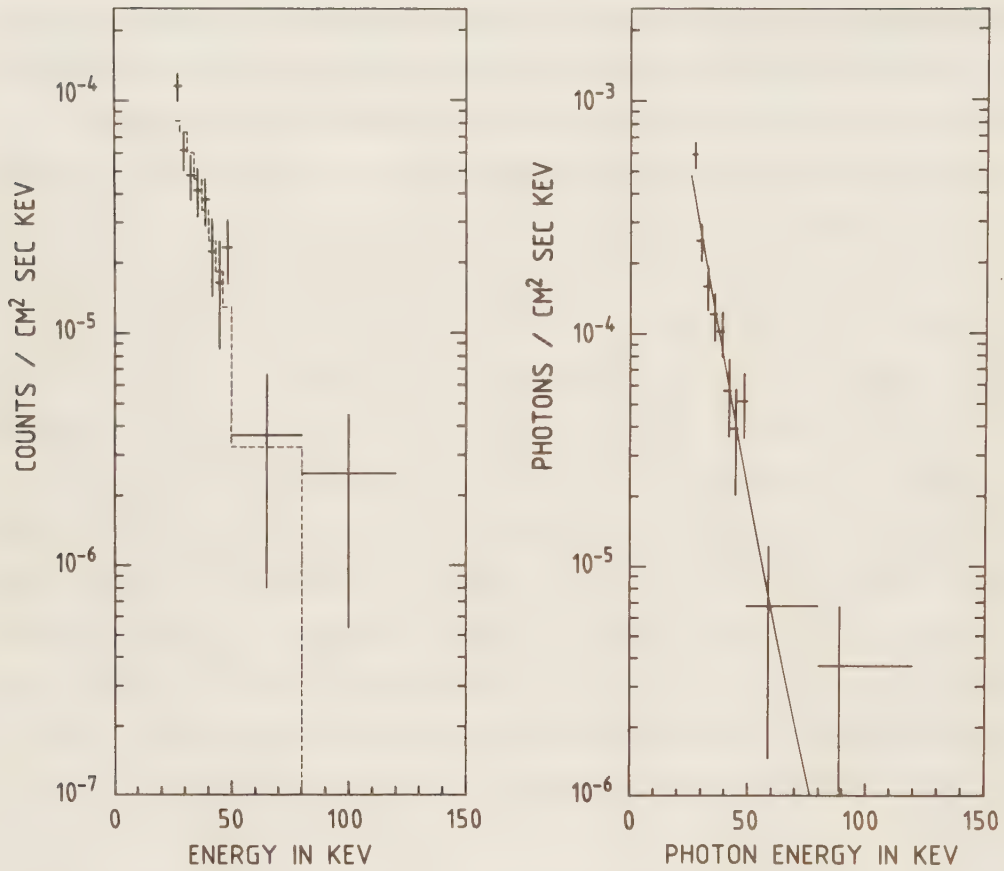


Abb.32: S-OS Rohdaten- und mit einem Exponential-Gesetz entfaltetes Quell-Spektrum von Her X-1 im "LOW-ON"-Zustand.

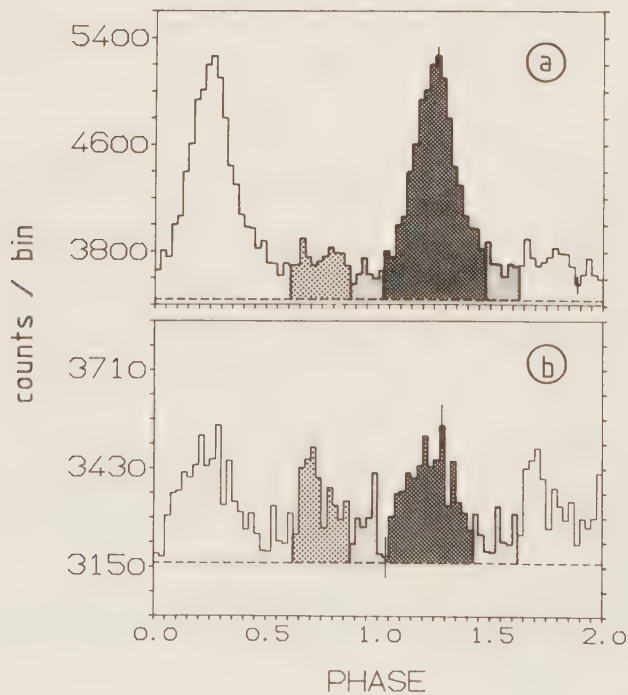


Abb.33: a) "HIGH-ON" und b) "LOW-ON"- Lichtkurven mit stark schraffiert eingzeichnetem Hauptpuls(P)-, schwach schraffiertem Zwischenpuls(IP)- und gepunktetem Nichtpuls(OP)-Bereich.

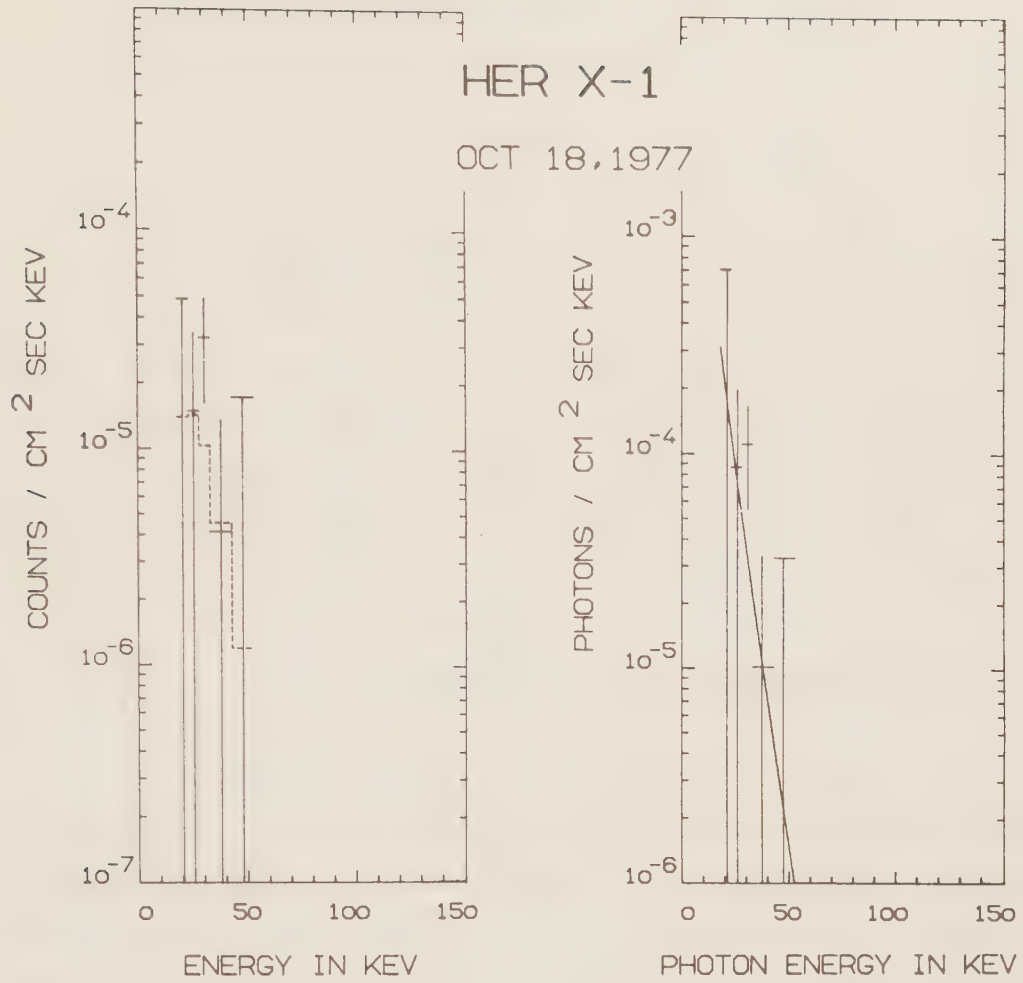


Abb.34: S-OS Rohdaten- und mit einem Exponential-Gesetz entfaltetes Quell-Spektrum von Her X-1 im "LOW-OFF"-Zustand.

Tabelle 12 Gegenüberstellung der Exponenten E_0 aus den Anpassungen eines Exponential-Spektrums an verschiedene Spektren vom "HIGH-ON" - und "LOW-ON"-Zustand					
Her X-1 Zustand	Energiebereich	S-OS	P-OS	IP-OS	OP-OS
"HIGH-ON"	26-43 keV	$7.9^{+1.1}_{-0.9}$	$7.7^{+0.8}_{-0.7}$	$7.8^{+3.0}_{-1.9}$	$11.9^{+6.3}_{-4.8}$
"	26-120 keV	$11.2^{+1.2}_{-1.1}$	$12.3^{+1.0}_{-0.9}$	$9.3^{+2.3}_{-1.7}$	$9.9^{+3.4}_{-2.2}$
"LOW-ON"	26-43 keV	$7.7^{+3.5}_{-1.9}$	$10.7^{+6.0}_{-3.1}$	$9.7^{+8.6}_{-4.3}$	$4.0^{+3.0}_{-1.6}$
"	26-120 keV	$9.9^{+3.3}_{-2.4}$	$10.6^{+3.0}_{-2.3}$	$17.5^{+9.8}_{-6.1}$	$4.2^{+3.2}_{-1.6}$

1σ -Fehlerbestimmung aus $(\chi^2_{min} + 2.3)$ -Konturlinien

Die Exponenten für die Spektren bezüglich der drei Phasenbereiche Hauptpuls, Zwischenpuls und Nichtpuls für die Her X-1 Beobachtung im "HIGH-ON"-Zustand zeigen für die beiden Energiebereiche 26-43 keV und 26-120 keV jeweils getrennt betrachtet innerhalb der Fehlergrenzen keinen Unterschied. Die statistischen Fehler erlauben keine Entscheidung darüber, ob die spektrale Struktur eine Emissionslinie oder eine Absorptionslinie darstellt.

Die Exponenten aller Spektren des "HIGH-ON"- und "LOW-ON"-Zustands liegen in der Nähe von 10 keV. Nur das OP-OS Spektrum im "LOW-ON"-Zustand hat einen Exponenten bei ca. 4 keV, der allerdings nur etwa 2σ unterhalb des Mittelwertes von 10 keV liegt.

Die Messung des Spektrums im "OFF"-Zustand von Her X-1 stellt eine 3.5σ Beobachtung dar. Die Anpassung mit einem Exponential-Spektrum liefert deshalb nur große Fehler für die benutzten Parameter. Die Spektrumsform, die durch den Exponenten E_0 charakterisiert wird, stimmt mit den Spektren im "HIGH-ON"- und "LOW-ON"-Zustand überein. Die Abbildung 34 zeigt das S-OS Rohdatenspektrum und das mit einem Exponential-Gesetz durchgefaltete Quellspektrum.

5. Zusammenfassung der Meßergebnisse und Vergleich mit anderen Beobachtungen

5.1. Die 35-Tage Intensitätsvariation von Her X-1

Die 35-Tage Intensitätsvariation von Her X-1 wurde durch Beobachtungen der Satelliten UHURU im 2-6 keV und HEAO-1 im 13-80 keV Energiebereich über die gesamte Periode studiert. In der Abbildung 35 ist das Ergebnis dieser Untersuchung durch die durchgezogene Linie schematisch dargestellt. Danach gibt es drei unterschiedliche Intensitätszustände, die mit "HIGH-ON", "LOW-ON" und "LOW-OFF" bezeichnet werden. Die

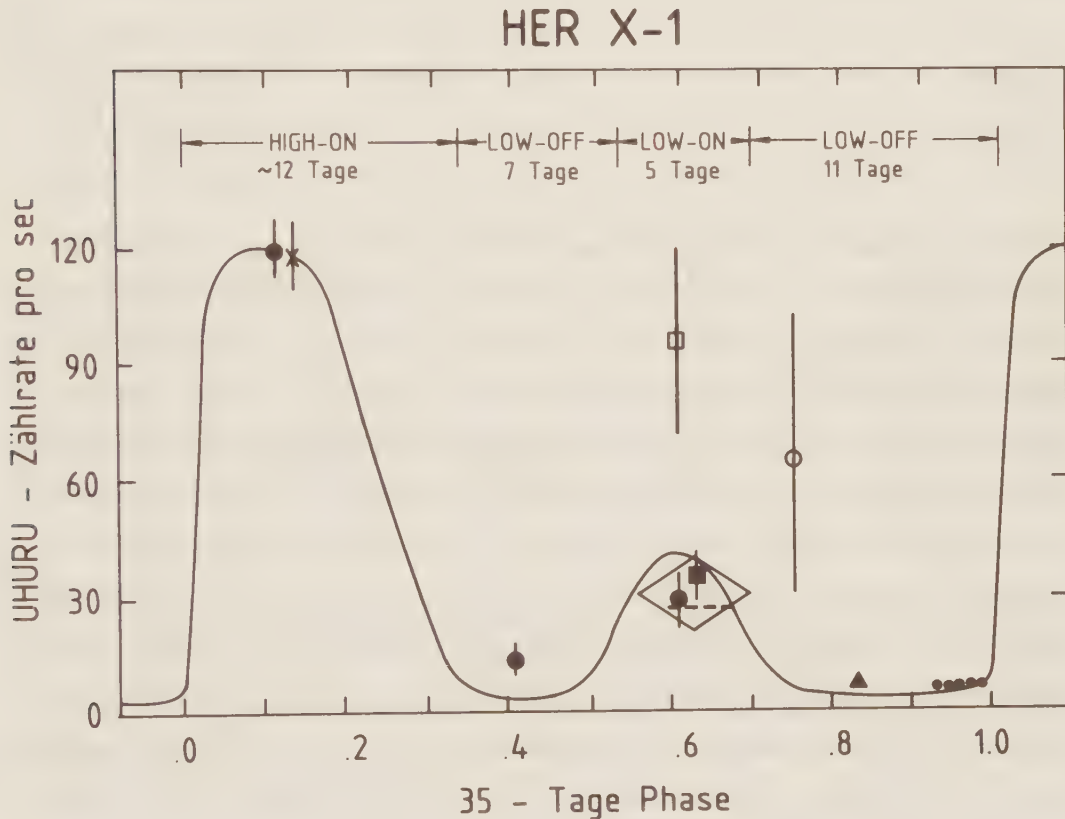


Abb. 35: Zusammenstellung von Her X-1 Beobachtungen außerhalb des "HIGH-ON"-Zustandes der 35-Tage Intensitäts-Variation. (durchgezogene Linie) UHURU, 2-6 keV, Jones und Forman (1976) und HEAO-1, 13-80 keV, Gorecki et al. (1982). (o) Copernicus, 4-12 keV, Fabian, Pringle und Rees (1973) (▲) Rakete, 0.18-0.28 keV, Fritz et al. (1976) (◇) ARIEL-5, 2-10 keV, Holt et al. (1976) (■) ARIEL-5, 2.4-19.8 keV, Cooke und Page (1975) (.....) ARIEL-5, 2-10 keV, Davison und Fabian (1974) (x) MPI/AIT-Ballon, 18-88 keV, Kendziorra et al. (1977) (- - -) ARIEL-5, 5-9 keV, Pamar et al. (1980) (●a) MPI/AIT-Ballon, 18-72 keV, Voges et al. (1984) (●b) MPI/AIT-Ballon, 18-52 keV, Voges et al. (1984) (●c) MPI/AIT-Ballon, 18-33 keV, Voges et al. (1984) (□) Ballon, 20-80 keV, Polcaro et al. (1982), Manchanda et al. (1984)

Röntgenquelle geht für den Beobachter innerhalb von 1-2 Tagen vom "LOW-OFF"-Zustand in den "HIGH-ON"-Zustand über, in dem sie für ca. 5-6 Tage verweilt. Über einen Zeitraum von etwa 6 Tagen nimmt die Intensität dann stetig ab, bleibt 7 Tage lang im "LOW-OFF"-Zustand, um anschließend wieder auf einen Intensitätswert anzusteigen, der ca. einem Drittel der Maximalintensität im "HIGH-ON"-Zustand entspricht. Dieser "LOW-ON"-Zustand dauert etwa 5 Tage. Die restlichen 10-11 Tage verbringt Her X-1 wieder im "LOW-OFF"-Zustand. Die Abbildung 35 enthält alle Intensitäts-Meßwerte von Beobachtungen außerhalb des "HIGH-ON"-Zustandes. Die Ergebnisse stimmen weitgehend überein mit den UHURU und HEAO-1 Daten. Nur im Bereich des "LOW-ON"-Zustandes gibt es zwei mit verhältnismäßig großen Fehlern behaftete Messungen des Copernicus Satelliten und eines Ballonexperiments, die auf eine möglicherweise größere Intensitätsvariation hinweisen. Außer den MPI/AIT-Ballonmessungen im "LOW-ON" und "LOW-OFF" sind auch die Meßwerte während der "HIGH-ON"- Zustände im Mai 1976 und September 1977 eingezeichnet. Die Daten zu den einzelnen Beobachtungen sind in der Tabelle 13 zusammengestellt.

Zur Deutung der 35-Tage Variation gibt es eine Reihe von Modellvorstellungen, die häufig eine Präzession von HZ-Herculis oder von Hercules X-1 oder besondere Geometrieverhältnisse voraussetzen und die periodischen Intensitätsschwankungen mit Okkultationen durch Vorgänge in der Akkretionsscheibe erklären. Die Modelle zeigen folgende Hauptmerkmale: Präzession der Rotationsachse von HZ-Her erzwingt Präzession der Akkretionsscheibe und asymmetrische, periodische Akkretion auf den Neutronenstern sowie periodische Okkultationseffekte (Katz 1973, Roberts 1974, Petterson 1975, 1977); Rückkopplung zwischen Röntgenstrahlung von Her X-1 und Massenabgabe von HZ-Her (Arons 1973, McCray 1973, McCray und Hatchett 1975) sowie periodische Selbst-Steuerung der Akkretionsrate durch ein "magnetosphärisches Ventil" (Pringle 1973, Börner et al. 1978); Nichtsynchrone Rotation eines Materie-emittierenden Sternenflecks auf HZ-Her (Henriksen, Reinhardt und Aschenbach 1973); Erzeugung eines gerichteten Materiestromes durch ein Magnetfeld und nicht-synchrone Rotation von HZ-Her (Bisnovatyi-Kogan und Komberg 1975); Okkultation der Röntgenstrahlung durch interstellaren Gasstrom, der das Doppelsternsystem durch die äußeren Lagrange Punkte verläßt (Burke 1976); Periodischer Massenüberfluß durch nichtlineare Gravitations-Oszillationen in HZ-Her (Wolff und Kondo 1978, Kondo et al. 1983);

Tabelle 13
Her X-1 35-Tage Variation

Datum der Beobachtung	Detektor Träger	Energiebereich keV	35-Tage Phase ¹⁾	1.7-Tage Phase ²⁾	Fluß ³⁾ %	Autor
1971 Dez.26-30	UHURU	2-6	.55-.70	0.-1.	25±8	Jones,Forman
1973 Juni 5	Copernicus	4-12	.75	.65 .69	65±35	Fabian,Pringle,Rees
1974 Sep. 7	Rakete	.18-.28	.84	.42	4	Fritz et al.
1974 Okt.-1976 Apr.	Ariel 5	2-10	.55-.70	0.-1.	30± 8	Holt et al.
1975 Jan. 17	Ariel 5	2.4-19.8	.63	.24-.55	35± 6	Cooke,Page
1975 März 6+7	Ariel 5	2-10	.94-1.	0.-1.	~ 4	Davison,Fabian
1976 Mai 3	Ballon	18-88	.13	.72-.82	100	Kendziorra et al.
1977 Feb. 24-27	Ariel 5	5-9	.60-.68	0. 1.	26± 5	Parmar et al.
1977 Sep. 3	Ballon	18-72	.12	.13-.24	100 ± 5	Voges et al.
1977 Sep. 20	Ballon	18-52	.61	.12 .25	23 ± 3	Voges et al.
1977 Okt. 18	Ballon	18-33	.41	.54-.61	11± 3	Voges et al.
1980 Apr. 19	Ballon	20-80	.61	.15	80±20	Polcaro;Manchanda
1978 Feb.1-März 20	HEAO-1	13-80	0.-1.	0.-1.	2 100	Gorecki et al.
1978 Aug.5-Sep.29	HEAO-1	13-80	0.-1.	0. .1.	2-100	Gorecki et al.

1) Die 35-Tage Phase wurde jeweils bezogen auf den Zeitpunkt des zuletzt beobachteten Einsetzens des "HIGH-ON"-Zustandes (aus Crosa und Boynton 1980) mit $P_{35}=34.^d875$ (Holt et al. 1979).

2) Die 1.7-Tage Phase wurde berechnet mit $P_{1.7} = 1.^d70016779$ (Deeter,Boynton und Pravdo 1981) zur Phase $\Phi_{1.7} = 0.$ bei t_{ec} (Zeitpunkt des Zentrums der Bedeckung des Neutronensterns) = JD 2 443 357.8711 (1977 Aug 2.3711 UT) (Joss et al. 1980).

3) Der prozentuale Fluß bezieht sich auf den jeweiligen maximalen Wert im "HIGH-ON"-Zustand für den entsprechenden Energiebereich.

Periodischer Massenüberfluß von HZ-Her auf die Akkretionsscheibe durch Existenz eines dritten Sterns (Mazeh und Shaham 1977); Präzession der Rotationsachse von Her X-1 und "pencil beam" (Brecher 1972); Periodische Akkretion auf die Neutronensternoberfläche durch freie Präzession von Her X-1 (Pines, Pethick und Lamb 1973, Lamb et al. 1975); Selbstangeregte nicht-lineare Massenfluß-Oszillationen in der Akkretionsscheibe (Meyer und Meyer-Hofmeister 1982,1984).

Die Modelle mit einer präzessierenden Akkretionsscheibe können fast alle Beobachtungs-Ergebnisse aus dem optischen und dem Röntgen-Bereich erklären (z.B. Gerend und Boynton 1976, Fechner und Joss 1977, Crosta und Boynton 1980, Boynton 1980, Boynton, Crosta und Deeter 1980, Bai 1981). Wegen der beobachteten sehr kleinen Exzentrizität $e \leq 0.0003$ und aufgrund der physikalischen Gesetze der Himmelsmechanik behaupten jedoch Chevalier (1976), Wolff und Kondo (1978), Papaloizou und Pringle (1982), Pringle (1982) sowie Kondo, Van Flandern und Wolff (1983), daß diese Modelle nicht haltbar sind. Ebenso ist die Existenz eines dritten Sterns anzuzweifeln. Auch die Modelle von Henriksen, Reinhardt und Aschenbach sowie Bisnovatyi-Kogan und Komberg können nicht funktionieren, da durch sie während des "OFF"-Zustandes keine den Hauptstern aufheizende Röntgenstrahlung erzeugt wird. Das Modell von Meyer und Meyer-Hofmeister, das ohne die Voraussetzung einer Präzessionsbewegung im Doppelsternsystem auskommt, muß noch im Detail beweisen, daß alle Beobachtungsergebnisse erklärt werden können.

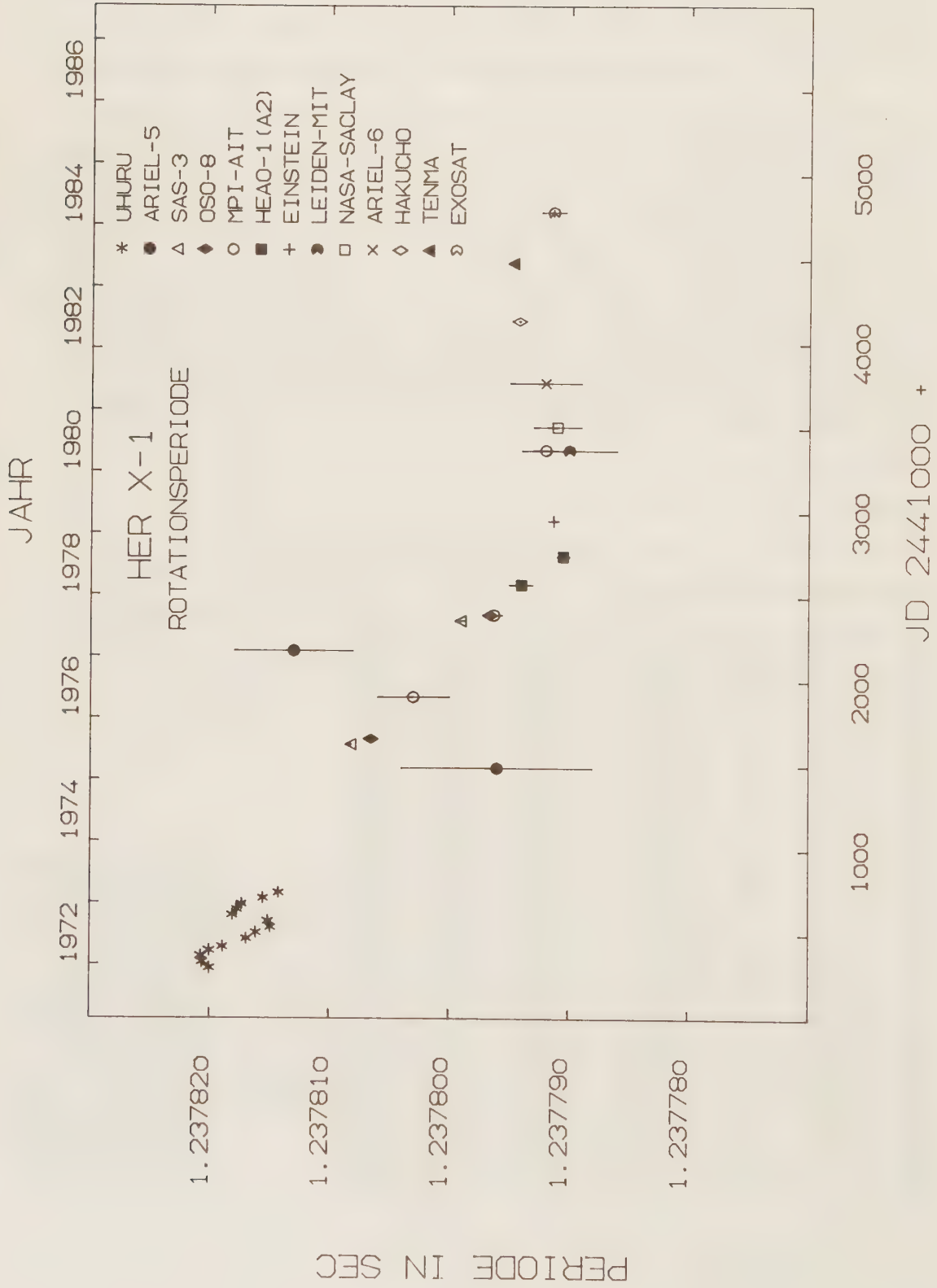


Abb. 36: Her X-1 Rotationsperiode von 1971 bis 1984.

neuere Messungen von den japanischen Satelliten HAKUCHO und TENMA bestätigt, die zeigen, daß Her X-1 im Juni 1982 langsamer ($dP/dt = + 7.4 \times 10^{-13}$ s/s) und im Mai 1983 wieder schneller ($dP/dt = - 3.6 \times 10^{-13}$ s/s) rotierte (Nagase et al. 1984a). In der Abbildung 37 ist die aus den UHURU-Daten abgeleitete sinusförmige Periodenschwankung bis 1983 extrapoliert. Fast alle bis 1978 gemessenen Perioden liegen auf oder in der Nähe der extrapolierten Kurve. Etwa seit 1979/80 ist jedoch die Abnahme der Periode zu einem Stillstand gekommen. Diese Abbremsepisoden lassen sich im Rahmen oben erwähnter Modelle erklären. (Auch Vela X-1 und Cen X-3 zeigen ein ähnliches Verhalten, Vela X-1 allerdings über einen wesentlich längeren Zeitraum hinweg.)

Ein ganz neuer Aspekt hat sich in jüngster Zeit ergeben. Als der im Mai 1983 gestartete europäische Röntgensatellit EXOSAT im Juni 1983 zum ersten Mal Her X-1 beobachtete, zeigte die Quelle eine nur sehr schwache Röntgenemission, obwohl sie zu dieser Zeit in ihrem "HIGH-ON"-Zustand sein sollte. Die gemessenen Intensitäten waren um den Faktor 30 bis 40 niedriger als erwartet (IAU Circ. 3841, Parmar et al. 1984).

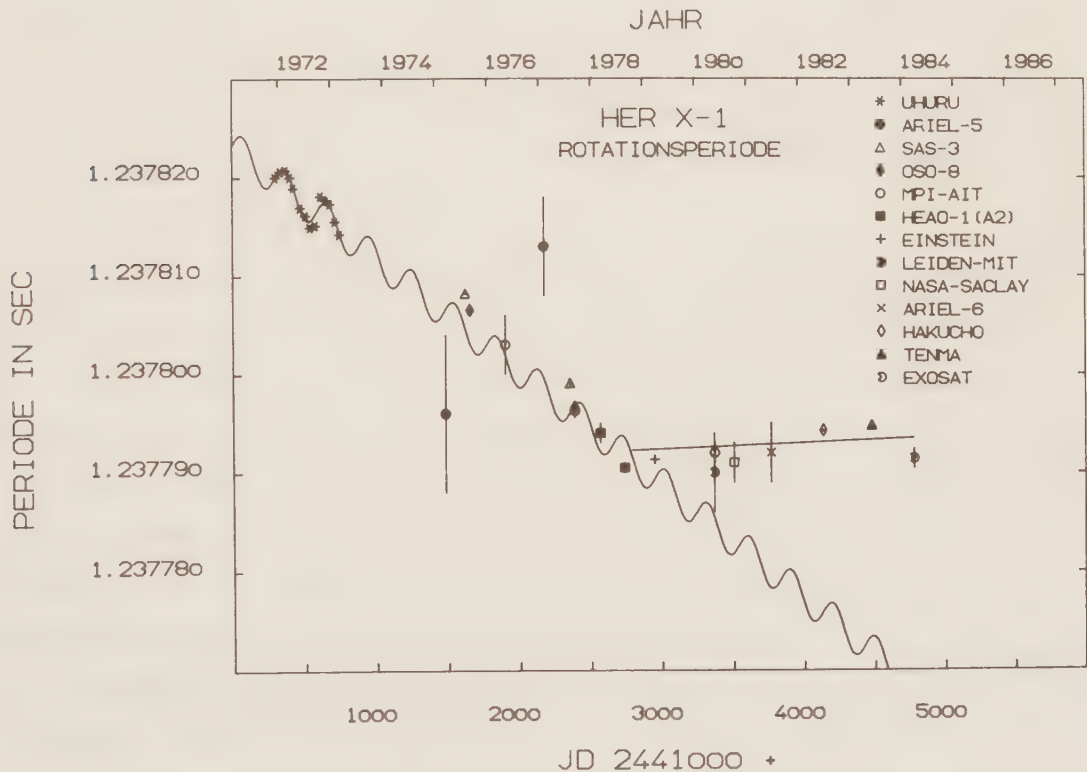


Abb. 37: Sinusförmige Anpassung $P = (1.2378233 - 11.5 \times 10^{-9} \times t + 1.746 \times 10^{-6} \times \sin(2\pi \times t/295))$ sec an die UHURU-Daten und ihre Extrapolation bis zum Jahr 1983 (mit t in Tagen und $t=0$ zum Zeitpunkt JD 2 441 000).

Weitere Beobachtungen bis zum Oktober 1983 brachten das gleiche Ergebnis. Mehrere optische Beobachtungen im gleichen Zeitraum ergaben jedoch, daß der Hauptstern weiterhin von starker Röntgenstrahlung aufgeheizt wurde. Die Amplitude der optischen Lichtkurve lag aber etwas niedriger als bei früheren Beobachtungen (Delgado, Schmidt und Thomas 1983, Thomas et al. 1983). Dieses Verhalten läßt sich dadurch erklären, daß ein geringes Anwachsen der inneren Akkretionsscheibe in vertikaler Richtung eine Absorption der primären Röntgenstrahlung und gleichzeitig eine Verringerung der Illumination von HZ-Herculis bewirkt. Seit März 1984 ist überraschenderweise Her X-1 wieder im Röntgenlicht sichtbar und scheint sich nicht verändert zu haben, wie die seitdem regelmäßige Überwachung durch EXOSAT-Beobachtungen zeigen (Trümper et al. 1984, Giovannelli et al. 1984, Kahabka et al. 1984, Ögelman et al. 1984, Voges et al. 1984b).

5.3. Untersuchung der Pulsationen

Die Form der 1.24 sec Pulsationen während des "HIGH-ON"-Zustandes von Her X-1 ändert sich stark mit der Energie. In der Abbildung 38 wird die Lichtkurve im harten Röntgenbereich vom 3. September 1977 verglichen mit Beispielen von Lichtkurven aus dem weichen (Shulman et al. 1975) und mittleren (Holt et al. 1974, Pravdo et al. 1979) Energiebereich. Im weichen Röntgenbereich ($E < 1 \text{ keV}$) gibt es nur einen breiten ($\text{FWHM} \sim 0.68 \text{ sec}$) Puls, der um ca. 240° phasenverschoben zu dem Hauptpuls bei höheren Energien ist (Shulman et al. 1975, Joss et al. 1977, McCray et al. 1982). Der mittlere Energiebereich ($1 \text{ keV} < E < 18 \text{ keV}$) zeigt einen intensiven doppelpulsförmigen, schmalen ($\text{FWHM} \sim 0.51 \text{ sec}$) Hauptpuls und einen dazu um ca. 195° phasenverschobenen Zwischenpuls, der in sich noch strukturiert erscheint und eine etwa um den Faktor 10 gegenüber dem Hauptpuls geringere Intensität aufweist (Doxsey et al. 1973, Giacconi et al. 1973, Holt et al. 1974, Joss und Fechner 1975, Joss et al. 1977, Joss et al. 1978, Pravdo et al. 1979). Der schwächere, nur im mittleren Energiebereich sichtbare, zweite Puls des Hauptpulses verschwindet oberhalb von ca. 15 keV. Im harten Röntgenbereich ($E > 18 \text{ keV}$) besteht die Lichtkurve aus einem wesentlich schmaleren ($\text{FWHM} \sim 0.28 \text{ sec}$), weitgehend symmetrisch geformten Hauptpuls und einem ebenfalls in sich strukturierten, weniger intensiven Zwischenpuls (Gruber et al. 1980, Kendziorra et al. 1977, Maurer et al. 1979, Tueller et al. 1984, Voges et al. 1982a).

Der Hauptpuls im harten Röntgenbereich ist gegenüber dem Hauptpuls bei mittleren Energien um ca. $+0.06 \text{ sec} \pm 0.02 \text{ sec}$ phasenverschoben (Holt et al. 1974, Joss et al. 1977), was konsistent ist mit der Behauptung von Pravdo et al. (1977c), daß im Doppelpuls ein Phasenbereich mit einer spektral harten Komponente vorhanden ist. Diese harte Komponente ist nur noch bei höheren Energien existent. Zwei interessante übereinstimmende Eigenschaften der Lichtkurven im mittleren und harten Röntgenbereich sind in der Abbildung 38 zu erkennen. Zum einen ist das Minimum in jeder Lichtkurve sehr ausgeprägt und erscheint an der gleichen Stelle, zum anderen ist die ansteigende Flanke des Hauptpulses in beiden Energiebereichen fast identisch.

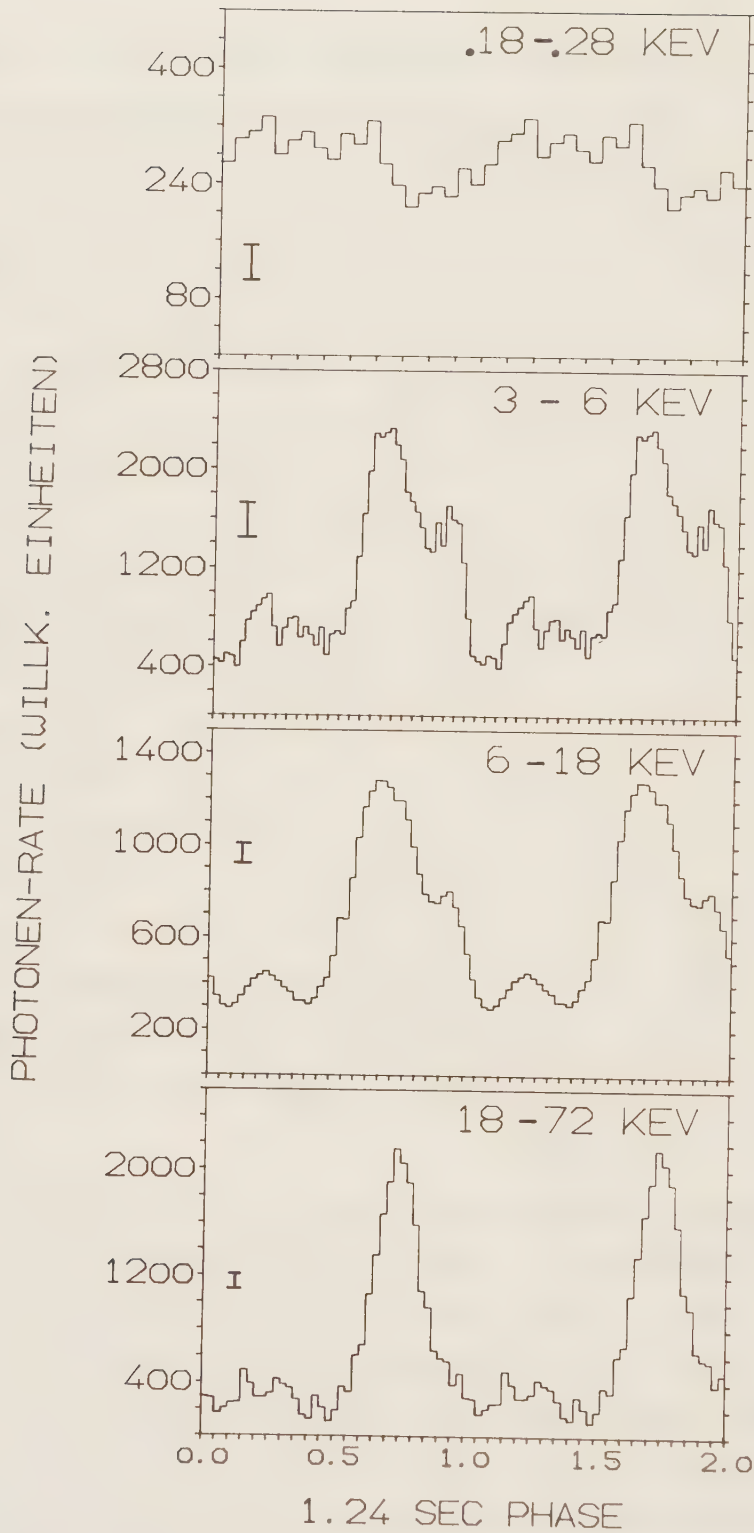


Abb. 38: 1.238 s Lichtkurven von Her X-1 im "HIGH-ON"-Zustand für die Energiebereiche 0.18-0.28 keV (Shulman et al. 1975), 3-6 keV (Holt et al. 1974), 6-18 keV (Pravdo et al. 1979) und 18-72 keV (Voges et al. 1984a). Der jeweilige Hintergrund ist abgezogen; die eingezeichneten Fehlerbalken stellen typische $\pm 1\sigma$ -Fehler dar. Die Phasenzuordnung der einzelnen Lichtkurven untereinander ist entsprechend den publizierten Phasen-Werten durchgeführt.

Die Pulsbreite im harten Röntgenbereich ist als Funktion der Energie außer den hier diskutierten Ballon-Daten auch von Kendziorra et al. (1977), Gruber et al. (1980) und Scheepmaker et al. (1981) untersucht worden. Die Ergebnisse zeigen eine weitgehend übereinstimmende Verringerung der Pulsbreite mit zunehmender Energie. Nur Gruber et al. fanden eine Verbreiterung des Pulses um mindestens 20% im Energiebereich 15-50 keV. Da die Genauigkeit der Photonen-Ankunftszeit im HEAO-1 Satelliten z.T. jedoch nur ungenügend war, ist diese Messung einer Pulsverbreiterung nach einer privaten Mitteilung von Gruber (1983) wahrscheinlich nicht signifikant. Möglicherweise wird sie aber auch durch die Integration der Lichtkurve über eine Beobachtungszeit von fast 5 Tagen hervorgerufen.

Zeitliche Veränderungen der Pulsform mit einer Zeitskala von Tagen sind als Funktion der 35-Tage Phase während des "HIGH-ON"-Zustandes berichtet worden von Joss et al. (1977) im mittleren und harten sowie von Gruber et al. (1980) im harten Röntgenbereich. Giacconi et al. (1973) sahen deutliche Pulsformänderungen innerhalb von 1.5 Stunden im 2-6 keV Bereich. Trotz dieser selten vorkommenden Zeitvariationen ist es erstaunlich, wie über viele Jahre die Pulseigenschaften weitgehend unverändert geblieben sind, womit die Stabilität des Pulserzeugungsmechanismus belegt wird.

Eine deutliche Veränderung der Pulsform ist sichtbar im "LOW-ON"-Zustand der Quelle. Die Abbildung 39 zeigt die Lichtkurven im mittleren Energiebereich von UHURU (2-6 keV) und ARIEL-5 (5-9 keV) sowie dem MPI/AIT-Ballonexperiment (18-52 keV) (siehe auch Staubert et al. 1978 und Voges et al. 1978). Alle drei Messungen wurden durchgeführt zur fast identischen Phasenlage im 35-Tage Zyklus. Trotzdem ist ein Unterschied in der Pulsform sichtbar. Während in den UHURU-Daten nur ein Puls vorhanden ist, zeigen die ARIEL-5- und die Ballon-Lichtkurven eine Doppelpulsform, die in ihren, auf Grund der geringen Photonenstatistik, nur groben Strukturen übereinstimmen.

Pulsationen während des "LOW-OFF"-Zustandes wurden außer der Ballonbeobachtung vom 18. Oktober 1977 noch von keinem anderen Experiment registriert.

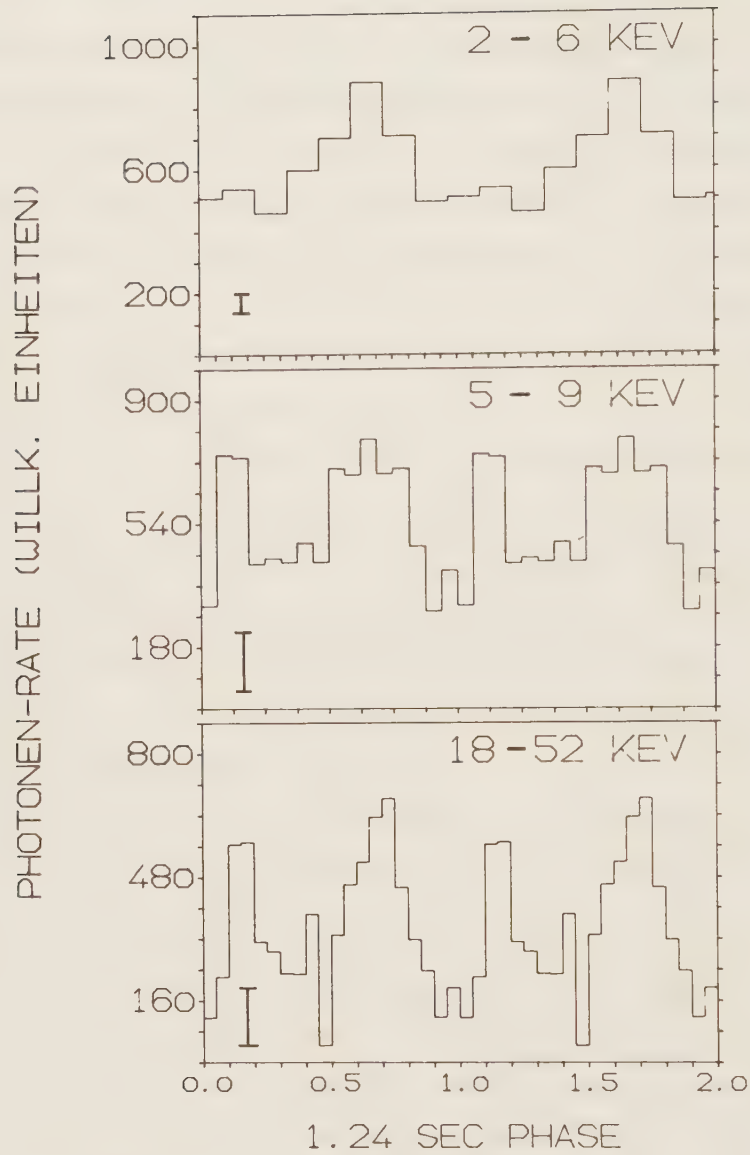


Abb. 39: 1.238 sec Lichtkurven von Her X-1 im "LOW-ON"-Zustand für die Energiebereiche 2-6 keV (Jones und Forman 1976), 5-9 keV (Parmar et al. 1980) und 18-52 keV (Voges et al. 1984a).

Eine Zusammenstellung aller Meßpunkte des relativen gepulsten Flusses als Funktion der Energie für den "HIGH-ON"-Zustand von Her X-1 enthält die Abbildung 40; zusätzliche Informationen über den Beobachtungszeitpunkt, den Detektor, die Phase bezüglich der Doppelsternbahn und der 35-Tage Variation sowie das jeweils angewendete Verfahren zur Bestimmung des relativen gepulsten Flusses sind in der Tabelle 15a zusammengestellt. Alle Beobachtungen wurden innerhalb der ersten vier Doppelstern-Umläufe nach dem Einsetzen des "HIGH-ON"-Zustandes gemacht. Zu einer späteren Zeit innerhalb des ca. 7 Bahnumläufe dauernden hohen Intensitäts-Zustandes fällt der gepulste Fluß-Anteil schnell ab, wie Maurer et al. (1979), Joss et al. (1978) sowie Joss und Fechner (1975) feststellten. Kunte (1979) hat darauf hingewiesen, daß diese Abhängigkeit des gepulsten Flusses von der Phase der 35-Tage-Variation die negativen Ergebnisse einer Suche nach gepulster Röntgenemission durch Iyengar et al. (1974) und Kurfess und Crosa (1973) erklären könnte. Beide Messungen waren zu späteren Phasen des "HIGH-ON"-Zustandes durchgeführt worden.

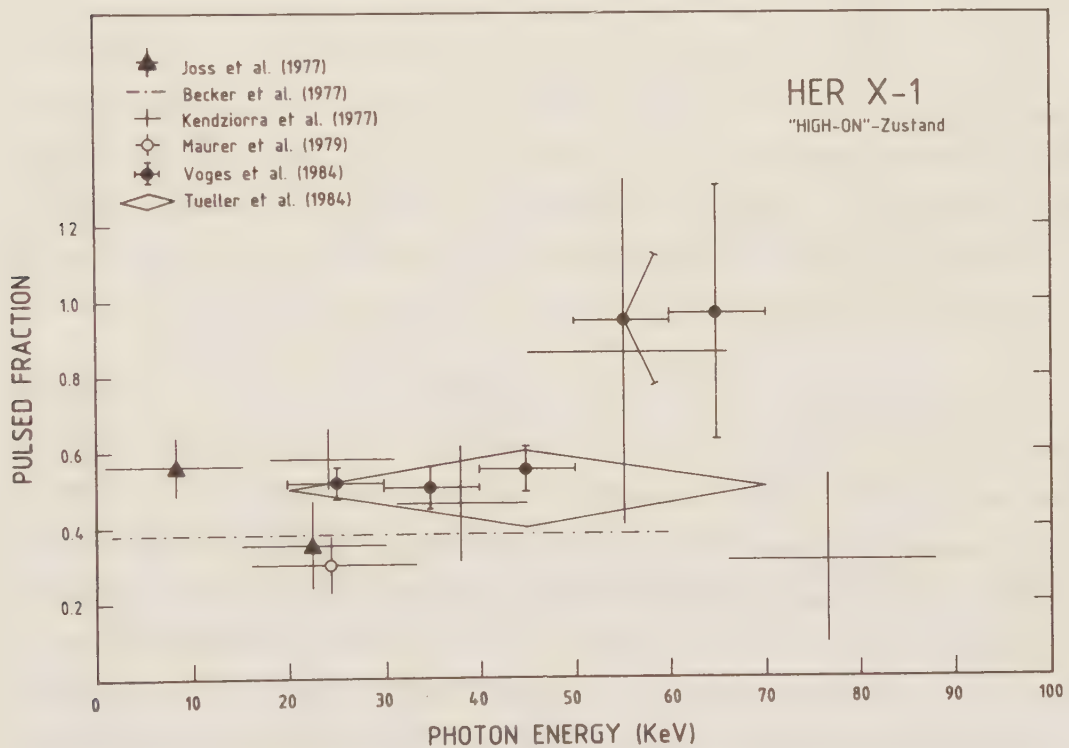


Abb. 40: Relativer gepulster Fluß von Her X-1 im "HIGH-ON"-Zustand in Abhängigkeit von der Energie.

Die Abbildung 40 enthält keine Beobachtungsergebnisse unterhalb von 10 keV. In diesem Energiebereich bis zu 1 keV liegen Messungen von Shulman et al. (1975), Joss et al. (1978) und Jones und Forman (1976) mit einem gepulsten Fluß-Anteil zwischen 50 und 60% vor. Tananbaum et al. (1972) fanden im Energiebereich 2-6 keV mit dem UHURU-Satelliten einen Wert von 80%. Ein direkter Vergleich dieser zitierten Angaben für den gepulsten Fluß ist nur schwer möglich, da unterschiedliche Verfahren zur Bestimmung des gepulsten Flusses angewendet wurden. Trotzdem erlaubt es in etwa folgendes Bild zu skizzieren: im Energiebereich von 1 bis 50 keV ist ca. 50% der gemessenen Intensität gepulst, oberhalb dieser Energie scheint der gepulste Anteil größer zu sein. Unterhalb von 1 keV dagegen ist die Pulsation geringer; hier variieren die angegebenen Werte zwischen 10 und 30% (Shulman et al. 1975, Joss et al. 1977). Möglicherweise sind an der Röntgenerzeugung in den erwähnten drei Energiebereichen unterschiedliche Produktionsmechanismen am Werke. Eine vergleichbare Energieabhängigkeit des relativen gepulsten Flusses wurde auch bei den pulsierenden Röntgenquellen Vela X-1 (Staubert et al. 1980) und GX 1+4 (Kendziorra et al. 1982) gefunden.

In der Tabelle 15b ist der relative gepulste Fluß für den "LOW-ON"-Zustand aufgelistet. Die angegebenen Werte zeigen wie im "HIGH-ON"-Zustand eine leicht aufsteigende Tendenz mit zunehmender Energie. Die in der Tabelle 15c enthaltenen Werte vom "LOW-OFF"-Zustand sind von nur geringer statistischer Signifikanz. Sie zeigen einen möglicherweise nur schwachen gepulsten Fluß für diesen Intensitätszustand an.

Der gepulste Fluß ändert sich proportional zur Quellintensität während des 12 Tage dauernden "HIGH-ON"-Zustandes und verschwindet fast vollkommen nach dem 5. oder 6. Bahnumlauf. Nur die ungepulste Komponente bleibt annähernd konstant in den 12 Tagen. Dieses Verhalten konnte in drei "HIGH-ON"-Zuständen bestätigt werden (Joss und Fechner 1975, Joss et al. 1978, Maurer et al. 1979). Wahrscheinlich wird die ungepulste Strahlung durch Streuung der gepulsten Röntgenquanten in optisch dünner Materie - etwa einer ausgedehnten Korona - in einiger Entfernung vom Neutronenstern erzeugt. Sowohl während einer gesamten Rotationsperiode wie auch über längere Zeiträume - wie z.B. während des "HIGH-ON"-Zustandes - liefert sie einen zeitlich gleichmäßigen Beitrag zur Hintergrundstrahlung, da ferne Gebiete von Her X-1 nicht sehr stark abgeschattet werden können durch die Akkretionsscheibe.

Tabelle 15							
Her X-1 gepulster Fluß							
a) "HIGH-ON"-Zustand							
Datum der Beobachtung	Detektor Träger	Energie- bereich keV	35-Tage Phase ¹⁾	1.7-Tage Phase ²⁾	gepulster Fluß %	Methode ³⁾	Autor ⁴⁾
1971 Nov.6	UHURU	2-6	~ .18	?	~ 80	*	1
1972 Jan.9-21	UHURU	2-6	.0-.35	0.-1.	57±1	1	2
1972 Jan.9-21 1972 Febr.14-26 1972 März 20-Apr.1	UHURU	2-6	.0-.35	0. 1.	~ 60±10 ~ 60±10 ~ 60±10	4	3
1973 April 10	Rakete	0.18-0.28 0.5-1.0 1.0-9.0	~ .10	0.57	~ 10-20 ~ 10-20 ~ 50	*	4
1973 Okt.4	Rakete	3-6	.21	0.60±0.03	64±5	2	5
1975 Juli 27-31	SAS-3	0.10-0.80 1.0-15.0 19.0-30.0	.05-.16		32±7 56±8 35±11	4	6
1975 Aug.29-Sep.3	OSO-8	2-60	.0-.16	0.-1.	38	*	7
1976 Mai 3	Ballon	18-31 31-45 45-66 66-88 18-88 31-88	.13	0.72-0.82	58±8 46±15 86±46 31±22 55±7 51±14	3	8
1977 Febr.1-9	ARIEL-5	2-16	.0-.23	0.-1.	~ 50	1	9
1977 Aug.30-Sep.10	OSO-8	16-33	.0-.30	0.-1.	30±7	2	10
1977 Sept.3	Ballon	20-30 30-40 40-50 50-60 60-70 20-70	0.12	0.13-0.24	52±5 50±7 55±8 95±19 96±38 56±5	3	11
1980 Sept.24	Ballon	20-70	.12	> 0.12	50±10	*	12

Tabelle 15 Her X-1 gepulster Fluß b) "LOW-ON"-Zustand							
Datum der Beobachtung	Detektor Träger	Energiebereich keV	35-Tage Phase ¹⁾	1.7-Tage Phase ²⁾	gepulster Fluß %	Methode ³⁾	Autor ⁴⁾
1971 Dez.26-27	UHURU	2-6	.60-.66	0.-1.	30±4	1	2
1977 Febr.24	ARIEL-5	5-9	.60	.71 .80	40±9 51±9	1	9
1977 Sep.20	Ballon	18-52	0.61	.12-.25	75±19	1	11

c) "LOW-OFF"-Zustand							
Datum der Beobachtung	Detektor Träger	Energiebereich keV	35-Tage Phase ¹⁾	1.7-Tage Phase ²⁾	gepulster Fluß %	Methode ³⁾	Autor ⁴⁾
1975 Aug.26-27	OSO-8	2-60	.94-.99	0.-1.	< 5	*	7
1977 Okt.18	Ballon	18-33	0.41	.54-.61	100±100	1	11
1978 März 6-7	HEAO-1	1.5-80	.38 .40	.15-.45	< 0.5	*	13

¹⁾ Die 35-Tage Phase wurde jeweils bezogen auf den Zeitpunkt des zuletzt beobachteten Einsetzens des "HIGH-ON"-Zustandes (aus Crosta und Boynton 1980) mit $P_{35}=34.^d_{875}$ (Holt et al. 1979).

²⁾ Die 1.7-Tage Phase wurde berechnet mit $P_{1.7} = 1.^d_{70016779}$ (Deeter, Boynton und Pravdo 1981) zur Phase $\phi_{1.7} = 0.$ bei t_{ec} (Zeitpunkt des Zentrums der Bedeckung des Neutronensterns) = JD 2 443 357.8711 (1977 Aug 2.3711 UT) (Joss et al. 1980).

³⁾ Methode zur Berechnung des gepulsten Flusses : (*) keine Methode erwähnt, (1) (mittlere Rate - minimale Rate) / mittlere Rate, (2) modifizierte Methode 1, (3) Gauß -Fit mit 4 Parametern, (4) Fourier Analyse.

⁴⁾ Autoren : (1) Tananbaum et al. 1972, (2) Jones und Forman 1976, (3) Joss und Fechner 1975, Joss et al. 1978, (4) Shulman et al. 1975, Fritz et al. 1976, (5) Holt et al. 1974, (6) Joss et al. 1977, (7) Becker et al. 1977, (8) Kendziorra et al. 1977, (9) Parmar et al. 1980, (10) Maurer et al. 1979, (11) Voges et al. 1984a, (12) Tueller et al. 1984, (13) Pravdo et al. 1978a.

5.4. Analyse des Energie-Spektrums

Die Her X-1 Beobachtung im Mai 1976 (Trümper et al. 1977, 1978) und die vorläufige Auswertung der hier behandelten Daten vom September 1977 (Voges et al. 1979) haben gezeigt, daß das Spektrum von Her X-1 eine starke und signifikante Abweichung von einem glatten Kontinuum aufweist, die am besten durch eine Emissions- oder Absorptionslinie dargestellt werden kann. Die hier beschriebene endgültige Auswertung der 1977 Daten bestätigt diese Eigenschaft des Spektrums mit großer Signifikanz ($> 15 \sigma$). Die spektrale Struktur, die notwendigerweise als zweite Komponente zum reinen Kontinuum hinzugefügt werden muß, ist zu scharf, um durch ein zweites Kontinuum-Spektrum (Exponential-, Schwarzkörper- oder Potenz-Spektrum) modelliert werden zu können. Die Hinzunahme einer spektralen Linie jedoch ergibt eine gute Anpassung an die vorhandenen Daten.

Die Existenz dieser Struktur im Spektrum von Her X-1 während des "HIGH-ON"-Zustands wurde unabhängig bestätigt durch Gruber et al. (1980) und Scheepmaker et al. (1981) mit einer statistischen Signifikanz $> 7 \sigma$. Mehrere weniger sensitive Beobachtungen anderer Autoren kamen zu Ergebnissen, die weitgehend übereinstimmen mit den MPI/AIT-Ballon Resultaten (Evans et al. 1980, Maurer et al. 1979, Pravdo et al. 1979, Tueller et al. 1981, Ubertini et al. 1981, siehe auch die Zusammenstellung von Staubert et al. 1981). Die Ballon-Beobachtungen von 1977 liefern bezüglich der die Linie beschreibenden Parameter - Energie, Intensität und Breite - innerhalb der statistischen Fehlergrenzen die gleichen Ergebnisse wie die HEAO-1 A4 Daten von 1978. Aus beiden Messungen kann durch gewichtete Mittelung ein Parameter-Satz bestimmt werden, der in der Tabelle 16 zusammengestellt ist.

Die wirkliche Linienbreite ist mit verhältnismäßig großen Fehlern behaftet, da die Detektorauflösung dieser Szintillations-Zähler-Messungen typisch nur etwa 20% bei 60 keV beträgt. Aus der Tabelle 7 ist zu entnehmen, daß das P-OS Spektrum vom September 1977 eine Breite von $21.4^{+8.6}_{-7.4}$ keV für die Emissionslinie aufweist. Die entsprechenden Daten von 1976 ergaben eine Linienbreite von $11.2^{+26.4}_{-11.2}$ keV; sie sind also konsistent mit den neuen Daten. Auch die HEAO-1 Messungen - 28 ± 7 keV Linienbreite für das P-OP Spektrum - stimmen gut mit den Ballondetektor-Ergebnissen überein.

Tabelle 16 Bester Parameter-Satz für die Zyklotronlinie aus HEAO-1 und MPI-AIT Beobachtungen		
Parameter	Emissionslinie	Absorptionslinie
Energie	52 keV	38 keV
Intensität	$3.0 \times 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	5.0 keV Äquivalentbreite
Breite (FWHM) des Gauß-Profiles	21 keV	9 keV

Trotz der großen Fehler ist die Linie aufgelöst und besitzt eine endliche Breite von ca. 21 keV. Im Fall der Absorptionslinie weist das P-OP Spektrum eine Linienbreite von $5.8^{+8.1}_{-5.8}$ keV auf, während die HEAO-1 Daten eine Breite von 11 ± 4 keV liefern. Das gewichtete Mittel ergibt eine Breite der Absorptionslinie von ca. 9 keV. Obwohl auch hier die Fehler verhältnismäßig groß sind, ist doch ersichtlich, daß die Linienbreite erheblich schmäler ist als im Emissionslinien-Modell.

Zum Aufsuchen von schmalen Linien ist ein Germanium-Spektrometer geeignet, der gegenüber einem Szintillations-Zähler ein um den Faktor ~ 10 besseres spektrales Auflösungsvermögen besitzt. Schlechter ist allerdings das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Tueller et al. (1981) haben mit solch einem Detektor am 24. September 1980 eine Linie im Spektrum von Her X-1 gemessen, deren Breite für das Emissionslinien- sowie das Absorptionslinien-Modell mit 13.5 keV (FWHM) angegeben wurde. Die Signifikanz der Existenz der Linie beträgt etwa 5σ . Die Linienbreite stimmt mit den MPI/AIT-Ergebnissen innerhalb der Fehlergrenzen überein, nur die Linienenergien - 44 keV für die Emissionslinie und 35 keV für die Absorptionslinie - liegen niedriger. Gleichzeitig ist auch die das Kontinuum charakterisierende Energie E_0 um annähernd den gleichen Faktor kleiner. Ob diese Diskrepanz durch einen systematischen Unterschied der Detektoren oder durch eine Variabilität der Quelle zu erklären ist, ist nicht klar.

In der Tabelle 17 sind die spektralen Parameter von denjenigen statistisch signifikanten Beobachtungen zusammengestellt, die eine Struktur im

Tabelle 17
Spektrale Parameter von Her X-1 im "HIGH-ON"- Zustand
a) Emissionslinie

Detektor	Datum	Akzeptanz $\alpha(\%)$	$I(30\text{keV})$ $10^{-4}\text{ph}/\text{cm}^2\text{ s keV}$	E_0 keV	I_{Linie} $10^{-3}\text{ph}/\text{cm}^2\text{ s}$	E_{Linie} keV	FWHM keV
MPI-AIT	3.5.1976	13	$8.7^{+1.2}_{-4.2}$	$6.7^{+1.9}_{-1.4}$	$3.4^{+2.0}_{-1.7}$	$58.5^{+5.2}_{-5.0}$	$11.2^{+26.4}_{-11.2}$
MPI-AIT	3.9.1977	15	$7.7^{+0.8}_{-0.8}$	$6.4^{+1.3}_{-0.8}$	$2.7^{+0.6}_{-0.6}$	$51.2^{+0.6}_{-0.6}$	$21.4^{+8.6}_{-7.4}$
HEAO-1 A4	Feb.1978	1	$14.9^{+0.4}_{-0.4}$	$5.5^{+0.9}_{-0.9}$	$5.5^{+1.7}_{-1.7}$	$48.0^{+4.0}_{-4.0}$	$28.0^{+7.0}_{-7.0}$
Leiden-MIT	8.5.1980	30	$4.5^{+0.4}_{-0.4}$	$6.2^{+0.5}_{-0.5}$	$1.8^{+0.5}_{-0.4}$	$46.9^{+3.2}_{-2.7}$	$24.0^{+9.2}_{-6.4}$
NASA-Saclay	24.9.1980	19	$8.0^{+0.8}_{-0.8}$	$6.1^{+1.6}_{-1.3}$	$1.5^{+4.3}_{-0.9}$	$45.4^{+5.9}_{-12.0}$	$9.3^{+31.9}_{-5.3}$

b) Absorptionslinie

Detektor	Datum	Akzeptanz $\alpha(\%)$	$I(30\text{keV})$ $10^{-4}\text{ph}/\text{cm}^2\text{ s keV}$	E_0 keV	Äquivalentbreite keV	E_{Linie} keV	FWHM keV
MPI-AIT	3.5.1976	-	-	-	-	$42.0^{+3.0}_{-3.0}$	-
MPI-AIT	3.9.1977	50	$13.1^{+1.3}_{-1.3}$	$13.5^{+0.7}_{-0.7}$	$4.3^{+1.6}_{-1.5}$	$37.6^{+0.8}_{-0.8}$	$4.0^{+6.0}_{-4.0}$
HEAO-1 A4	Feb.1978	8	$16.3^{+0.4}_{-0.4}$	$13.2^{+0.2}_{-0.4}$	$7.4^{+1.8}_{-1.8}$	$39.0^{+0.5}_{-0.5}$	$11.0^{+4.0}_{-4.0}$
Leiden-MIT	8.5.1980	60	$4.4^{+0.6}_{-0.5}$	$10.9^{+0.9}_{-0.8}$	$12.9^{+1.3}_{-1.4}$	$35.3^{+1.3}_{-1.4}$	$19.1^{+2.9}_{-2.2}$
NASA-Saclay	24.9.1980	70	$8.1^{+0.8}_{-0.8}$	$9.9^{+1.8}_{-1.5}$	$14.5^{+13.8}_{-8.5}$	$35.4^{+2.3}_{-1.9}$	$8.4^{+5.3}_{-3.5}$

hochenergetischen Röntgenbereich von Hercules X-1 gemessen haben. Die zeitliche Abhängigkeit dieser Parameter ist in der Abbildung 41 für a) das Emissionslinien-Modell und b) das Absorptionslinien-Modell dargestellt. An alle Datensätze wurden eine Konstante und eine Gerade angepaßt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 18 gezeigt. Im Emissionslinien-Modell können alle dargestellten Parameter durch einen konstanten Wert wiedergegeben werden. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu Tueller et al. (1984), die in ihren Daten durch Vergleich mit den MPI/AIT Ergebnissen der Beobachtungen vom Mai 1976 und September 1977 Hinweise sehen, daß die spektrale

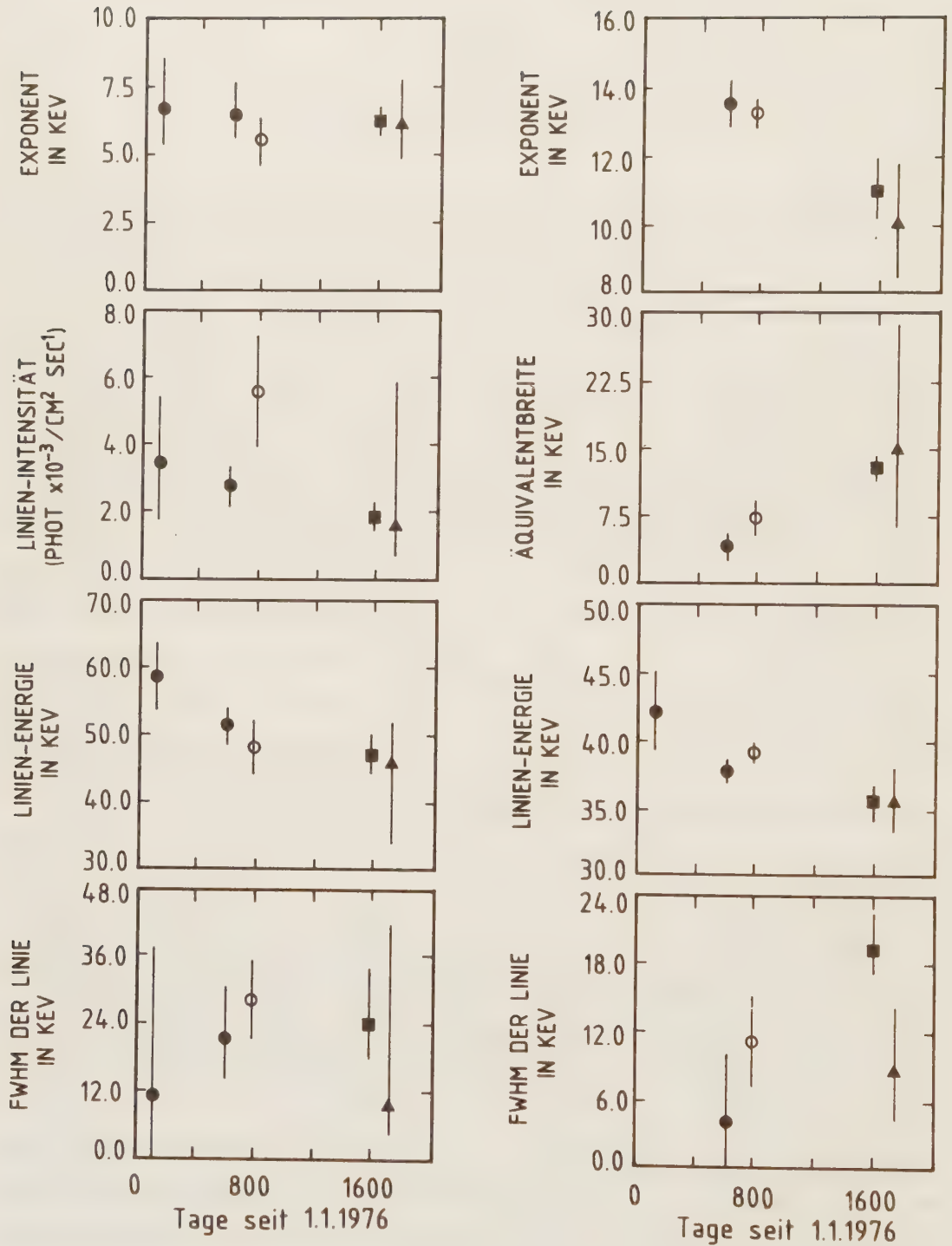


Abb. 41: Zeitliche Abhängigkeit der spektralen Parameter von Her X-1 im "HIGH-ON"-Zustand für das Emissionslinien-Modell (linke Bildseite) und das Absorptionslinien-Modell (rechte Bildseite) (●) MPI/AIT-Ballondetektor (Trümper et al. 1978, Voges et al. 1982a) (○) HEAO-1 A4 (Gruber et al. 1980) (■) Leiden/MIT-Ballon (Scheepmaker 1983) (▲) NASA-Saclay Ballon (Tueller et al. 1984).

Tabelle 18						
Anpassungen an spektrale Parameter für Her X-1 Beobachtungen im "HIGH-ON"-Zustand als Funktion der Zeit						
a) Emissionslinie						
Parameter	Funktion	N-p	χ^2_{min}	$\alpha(\%)$	Konstante	A
E_0	Konstante	4	1.0	~ 91	6.2 ± 0.2	
"	Gerade	3	1.0	~ 80	6.3 ± 0.5	$-2.5(\pm 2.4) \times 10^{-4}$
I_{Linie}	Konstante	4	5.5	~ 25	2.4 ± 0.4	
"	Gerade	3	3.1	~ 39	3.5 ± 0.8	$-1.1(\pm 0.7) \times 10^{-3}$
E_{Linie}	Konstante	4	4.9	~ 30	49.8 ± 19	
"	Gerade	3	1.4	~ 70	54.8 ± 2.1	$-6.1(\pm 2.2) \times 10^{-3}$
FWHM	Konstante	4	0.5	~ 97	24.9 ± 1.4	
"	Gerade	3	0.4	~ 94	23.6 ± 3.3	$+1.5(\pm 3.3) \times 10^{-3}$

b) Absorptionslinie						
Parameter	Funktion	N-p	χ^2_{min}	$\alpha(\%)$	Konstante	A
E_0	Konstante	3	9.5	~ 3	12.8 ± 0.6	
"	Gerade	2	0.1	~ 95	13.6 ± 0.11	$-2.8(\pm 0.2) \times 10^{-3}$
Äquivalent- breite	Konstante	3	18.1	< 0.1	8.9 ± 2.2	
	Gerade	2	0.6	~ 74	4.9 ± 0.7	$+8.2(\pm 1.0) \times 10^{-3}$
E_{Linie}	Konstante	4	9.4	~ 5	38.2 ± 0.6	
"	Gerade	3	5.6	~ 13	39.8 ± 1.2	$-2.3(\pm 1.6) \times 10^{-3}$
FWHM	Konstante	3	9.8	~ 2	14.1 ± 3.3	
"	Gerade	2	5.9	~ 5	8.2 ± 6.0	$+8.2(\pm 7.2) \times 10^{-3}$

1σ -Fehlerbestimmung aus $(\chi^2_{min} + 2.3)$ -Konturlinien

Struktur mit der Zeit veränderlich ist. Im Absorptionslinien-Modell erfordern der das Kontinuum beschreibende Exponent E_0 , die Äquivalentbreite und die Linienenergie eine Gerade zur besten Darstellung der Zeitabhängigkeit. Während der Exponent und die Linienenergie mit der Zeit abnehmen, wird die Äquivalentbreite größer. Der Akzeptanzparameter α in der Tabelle 18b zeigt jedoch, daß die Zeitabhängigkeit der Linienenergie nur sehr marginal ist. Überhaupt ist es schwierig, die Daten verschiedenartiger Ballon- und Satelliten-Apparaturen ohne Berücksichtigung der systematischen Fehler zu vergleichen.

Prinzipiell ist jedoch eine zeitliche Variabilität der Linienenergie denkbar. Da die Energie der Zyklotronlinie direkt proportional zur Magnetfeldstärke ist, kann solch eine Variation z.B. durch die Verlagerung des Emissionsgebietes in der Akkretionssäule des Neutronensterns hervorgerufen werden. Eine Änderung in der Akkretionsrate könnte wiederum solch eine Verschiebung bewirken. Da für die Abhängigkeit der Magnetfeldstärke $B(r)$ vom radialen Abstand r gilt :

$$B(r) = B(r_*) \times \left(\frac{r}{r_*}\right)^{-3}$$

und die Zyklotronlinienenergie

$$E \sim B$$

ist, erhält man:

$$\frac{r}{r_*} = \left(\frac{E(r_*)}{E(r)}\right)^{\frac{1}{3}}$$

Im vorliegenden Fall würde das Strahlungsgebiet um ca. 10% weiter von der Sternoberfläche entfernt liegen müssen als bei den Her X-1 Beobachtungen im Mai 1976 und September 1977. Ein Vergleich der integralen Intensitäten im Energiebereich 20–50 keV zeigt jedoch, daß diese innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen und somit keinen Hinweis auf eine Akkretionsraten-Erhöhung liefern.

Die Auswertung der MPI/AIT Ballondetektor-Daten von 1976 hatte im Her X-1 Spektrum eine weitere spektrale Struktur bei ca. 110 keV ergeben, die als zweite harmonische Zyklotron-Resonanz interpretiert wurde. Die Daten von 1977 enthalten keinen Hinweis für diese Resonanzlinie. Eine

mögliche Erklärung ist, daß das mit 3.3σ beobachtete Signal im Jahr 1976 nur eine statistische Fluktuation war. Eine andere Möglichkeit besteht darin, daß die Temperatur in dem heißen polaren Fleck von Her X-1 während der Beobachtung von 1976 höher war als zu späteren Zeiten. Da die zweite harmonische Resonanzlinie im extremen "Wien-Teil" des Spektrums liegt, ist ihre Intensität stark temperaturabhängig und könnte wegen des exponentiell schnell abfallenden Spektrums bei geringerer Temperatur unter die Nachweisgrenze geraten. Beobachtungen anderer Gruppen haben ebenfalls keine zweite harmonische Resonanzlinie ergeben.

5.5. Phasenabhängigkeit der Linienenergie

Pulsphasenspektroskopie im harten Röntgenbereich von Her X-1 wurde auch an HEAO-1 A4 Daten von Gruber et al. (1980) und Rothschild (1981) durchgeführt, wobei für das Modellspektrum ein Exponential-Gesetz mit einer Gaußkurve als Emissionslinie wie auch als Absorptionslinie benutzt wurde. Im Absorptionslinienmodell fanden die Autoren leicht unterschiedliche Werte für den Exponenten E_0 bei den Phasenbereichen um $\phi = 0.0$ und $\phi = 0.5$; also im Puls- und Nichtpuls-Bereich. Auch für die Äquivalentbreite der Absorptionslinie geben sie unterschiedliche Werte an. Ein Vergleich mit den MPI/AIT-Daten ist jedoch nicht möglich, da im letzteren Datensatz die Fehler für die Parameter des Absorptionslinien-Modells zu groß sind. Dies liegt daran, daß die spektralen Anpassungen an die Daten erst bei 26 keV beginnen und die Korrekturen für die atmosphärische Absorption bei niedrigen Energien verhältnismäßig groß sind, wie bereits im Abschnitt 4.4.3. gezeigt wurde. Korrekturen für die atmosphärische Absorption sind bei den HEAO-1 A4 Daten nicht erforderlich, da sie mit einem Satelliten-Experiment gemessen wurden. Deshalb konnten alle vorhandenen Meßpunkte bis zu 10 keV ausgewertet werden. Wie die Ballondetektor-Daten, so zeigen auch die HEAO-1 A4 Daten eine Abhängigkeit der Emissionslinienenergie von der Phase der 1.24 sec Rotationsperiode. Es wurden deshalb die HEAO-1 Datenpunkte vom Februar 1978 aus der Figur 12 von Rothschild (1981) entnommen und sie der gleichen Anpassungsprozedur unterworfen wie die MPI/AIT-Daten. Die Satelliten-Daten können durch eine Gerade sowie durch eine Sinuskurve gleichgut angepaßt werden. Im Falle der Sinuskurve ergeben sich folgende zwei Parametersätze für die Anpassung an die Ballon- und die HEAO-1 A4-Daten:

MPI/AIT: $\chi^2 = 6.5$; 4 freie Parameter ; $\alpha \sim 17 \%$

$$E_L(keV) = 39.3(\pm 5.4) + 16.0(\pm 5.1) \times \cos\left(2\pi \times (\phi + .075(\pm .025))\right)$$

HEAO-1: $\chi^2 = 0.8$; 3 freie Parameter ; $\alpha \sim 80 \%$

$$E_L(keV) = 38.6(\pm 3.5) + 13.4(\pm 3.3) \times \cos\left(2\pi \times (\phi - .059(\pm .041))\right)$$

Innerhalb der Fehlergrenzen gibt es eine gute Übereinstimmung. Um die Parameter besser zu bestimmen, wurden an die gemeinsamen Datenpunkte

eine Sinuskurve angepaßt. Sie hat die folgende Form:

$$E_L(keV) = 39(\pm 4) + 14.5(\pm 3.5) \times \cos\left(2\pi \times (\phi + .068(\pm .036))\right)$$

mit $\chi^2 = 11.5$; 10 freie Parameter; $\alpha \sim 32\%$.

Diese Kurve hat ihr Maximum bei der Phase $\phi = -0.07$, d.h. bei $25^0 \pm 13^0$ vor der Phase $\phi = 0.0$, die dem Maximum der Lichtkurve im Energiebereich 18-72 keV entspricht. Die Abbildung 42 zeigt die Daten vom HEAO-1 A4 Experiment und vom Ballon-Detektor mit der besten Sinuskurve.

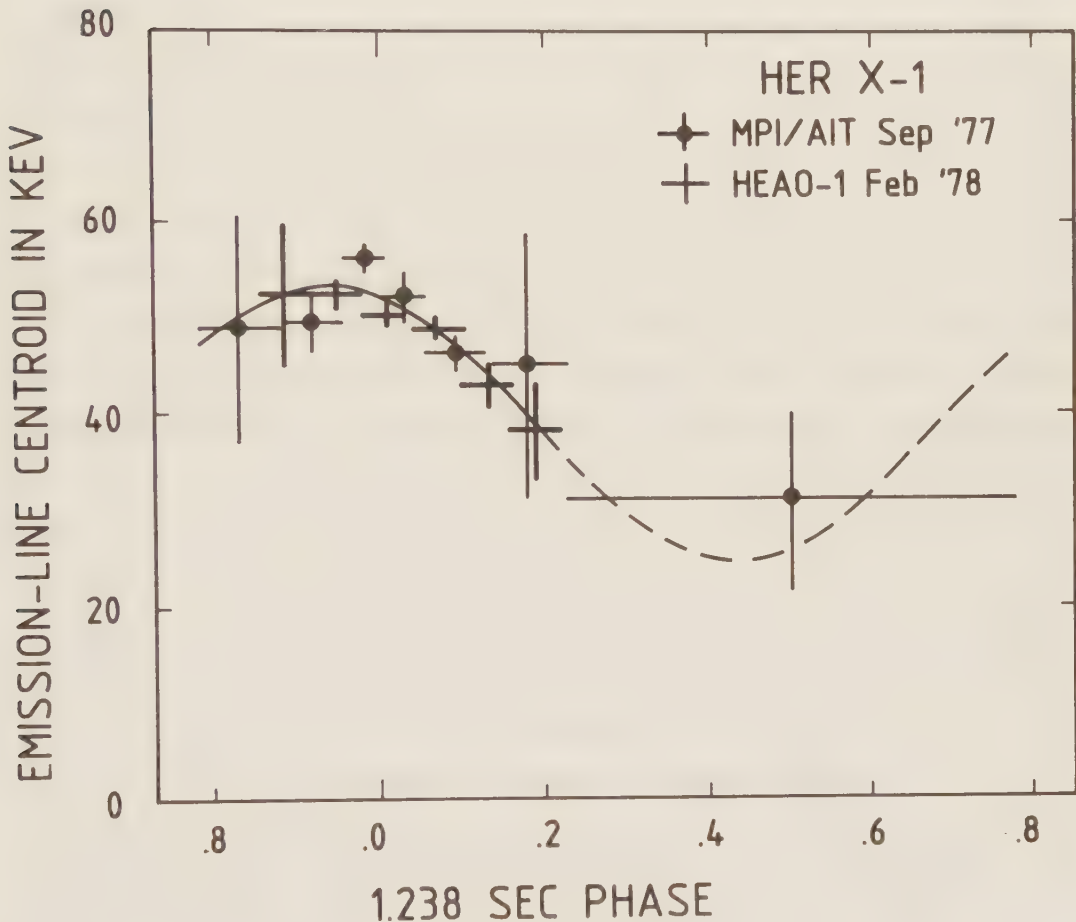


Abb. 42: Das Zentrum der Emissionslinie in Abhängigkeit von der 1.238 sec Phase. Die eingezeichnete Kurve stellt die beste sinusförmige Anpassungsfunktion an die kombinierten HEAO-1 A4- und MPI/AIT- Ballondetektor-Daten dar (aus Voges et al. 1982a).

Da die Struktur im Energiespektrum von Her X-1 auch als Absorptionslinie gedeutet werden kann, wurden für dieselben HEAO-1 Daten vom

Februar und August 1978 auch phasenabhängige Energiewerte der Absorptionslinie angegeben (Gruber et al. 1980, Rothschild 1981). Die Anpassungen mit einer sinusförmigen Kurve ergeben folgende Formen:

Februar 78: $\chi^2 = 0.3$; 3 freie Parameter; $\alpha \sim 95\%$

$$E_l(\text{keV}) = 36.8(\pm 2.0) + 4.5(\pm 0.5) \times \cos\left(2\pi \times (\phi + .197(\pm .080))\right)$$

August 78: $\chi^2 = 3.3$; 5 freie Parameter; $\alpha \sim 60\%$

$$E_l(\text{keV}) = 41.8(\pm 1.1) + 2.6(\pm 1.0) \times \cos\left(2\pi \times (\phi + .296(\pm .064))\right)$$

Die Modulation der Amplitude beträgt nur ca. 3.5 keV und ist damit um den Faktor 4–5 kleiner als im Emissionslinien-Modell. Zum anderen scheint die Variation der Absorptionslinienenergie - gemittelt über beide Beobachtungen - um ca. $70^0 \pm 20^0$ phasenverschoben zu sein zu der Emissionslinien-Modulation. Die Signifikanz dieser Phasen-Verschiebung ist schwer zu beurteilen, da keine weiteren Informationen über diese Daten vorliegen. In der Tabelle 19 sind die experimentellen Befunde noch einmal zusammengefaßt. Sie werden benutzt, um im Kapitel 6 theoretische Modellvorstellungen zur Interpretation der phasenabhängigen Zyklotronlinienenergie zu diskutieren.

Tabelle 19			
Bester Parameter-Satz für die Zyklotronlinie			
Modell	mittlere Linienenergie (keV)	Linienbreite (keV)	sinusförmige Variation (keV)
Emissionslinie	52	21	± 15
Absorptionslinie	38	9	± 4

6. Modellüberlegungen zur phasenabhängigen Variation der Linienstruktur

6.1. Zur Erklärung der spektralen Struktur

Schon in früheren Veröffentlichungen (Trümper et al 1977, 1978, Voges et al. 1979) ist diskutiert worden, daß es schwierig ist, die beobachteten spektralen Strukturen durch atomare oder nukleare Linien zu erklären. In diesem Zusammenhang kommen eine nukleare Linie von Americium-241 und atomare Linien von Platin⁷⁷⁺ Lyman- α in Frage. Jedoch sind die notwendigen schweren Elemente nur in einer viel zu kleinen Häufigkeit vorhanden, um die beobachtete Intensität der Linie zu erzeugen, die ca. 5% der Kontinuumsintensität beträgt. Im Prinzip könnte es auch möglich sein, daß die spektralen Strukturen abstammen von atomaren Linien der häufiger vorkommenden Elemente wie z.B. Eisen, wenn diese in einem superstarken Magnetfeld verschoben werden. Um jedoch die Fe²⁵⁺ Lyman- α und Lyman- β Linien bis zu einer Energie von 50 keV anzuheben, benötigt man Magnetfeldstärken der Größenordnung von einigen 10^{14} Gauß (Burdyuzha and Pavlov-Verevkin 1981, Ruder et al. 1981). Ein Neutronenstern mit solch einem starken Magnetfeld erscheint jedoch unwahrscheinlich. Vielmehr haben Gold (1969) aus dem Gravitationskollaps eines Sterns mit eingefrorenem Magnetfeld sowie Ostriker und Gunn (1969) und Sturrock (1971) aus der Abbremsung eines Pulsars Abschätzungen für die Magnetfeldstärke an der Oberfläche eines Neutronensterns gemacht, deren Werte bei 10^{12} bis 10^{13} Gauß liegen. Zusätzlich dürfte es schwierig sein, Fe²⁵⁺ oder ein anderes ähnliches Ion genügend häufig vorhanden zu haben, um die beobachteten Effekte zu produzieren. Deshalb werden diese Erzeugungsmechanismen ausgeschlossen.

Von der Form des Kontinuumspektrums ist es offensichtlich, daß die Temperatur in dem heißen Pol-Fleck auf Her X-1 in der Größenordnung zwischen 10 und 30 keV liegt. Dies bedeutet, daß annähernd die gesamte Materie weitgehend ionisiert ist. Elektronen stellen dann die am häufigsten vorkommende Teilchenart dar. Aufgrund der hohen Wirkungsquerschnitte für den Zyklotronprozeß in einem starken Magnetfeld kann die Elektron-Zyklotron-Resonanz für die Erzeugung der spektralen Struktur verantwortlich sein. (Gnedin und Sunyaev hatten bereits 1974 die Existenz von Zyklotron-Linien in kompakten Objekten vorausgesagt.) Diese Strukturen

sollten in Emission oder in Absorption auftreten, je nachdem, ob die optische Thomson-Dicke des strahlenden Plasmas niedrig oder hoch ist (Nagel 1982). Außerdem spielt auch die Temperatur-Verteilung eine Rolle (Trümper 1979). Aus einigen Modellüberlegungen, die im folgenden behandelt werden, erscheint es wahrscheinlich, daß die beobachteten spektralen Strukturen eher in Absorption (oder in Streuung) als in Emission gesehen werden. Das heißt jedoch nicht, daß die letzte der beiden Möglichkeiten ganz ausgeschlossen werden kann (Trümper 1982). Auf jeden Fall kann man aus diesen Betrachtungen als sehr wichtige Information die polare Magnetfeldstärke von Her X-1 direkt berechnen, da für die fundamentale Zyklotronfrequenz gilt

$$\omega_c = \frac{eH}{mc}.$$

Dabei bedeuten H, e, m, c die Magnetfeldstärke, die Elektronenladung und -masse bzw. die Lichtgeschwindigkeit. Die Magnetfeldstärke beträgt danach etwa 4×10^{12} Gauß (3.4×10^{12} Gauß für ein Absorptionslinien-Modell und 4.7×10^{12} Gauß für ein Emissionslinien-Modell), wenn man die Gravitations-Rotverschiebung der emittierten Strahlung vernachlässigt, die eine Korrektur zu hohen Werten um ca. 10-40% (Börner 1973) erfordern würde.

Zur Berechnung der Röntgenemission von der heißen Oberfläche eines hochmagnetischen Neutronensterns und des Strahlungstransportes in der Akkretionssäule sind in den letzten Jahren viele Modelle entwickelt worden (z.B. Basko und Sunyaev (1976), Langer und Rappaport (1982), Mészáros (1978), Wasserman und Salpeter (1980), Nagel (1981 a,b), für weitere Referenzen siehe Kirk und Trümper (1983)). Eine allgemein akzeptierte Lösung gibt es jedoch noch nicht. Es ist zwar sehr wahrscheinlich, daß die harte Röntgenstrahlung am Fußpunkt der Akkretionssäule auf der Neutronensternoberfläche emittiert wird, viele der Einzelheiten aber sind weiterhin ungeklärt, insbesondere die Fragen nach der Abstrahlungsgeometrie und der Natur der spektralen Struktur als Emissions- oder Absorptionslinie.

In seiner Doktorarbeit hat Nagel (1982) das Spektrum und die Richtcharakteristik der entweichenden Strahlung unter bestimmten vereinfachenden Annahmen über die Geometrie des strahlenden Gebietes und der Elektron-Photon-Wirkungsquerschnitte berechnet. Um die beobachtete Her X-1 Luminosität von $L_x \sim 10^{37} \text{ erg sec}^{-1}$ zu erreichen, muß die heiße Schicht optisch sehr dick gewählt werden ($\tau \sim 10$), was zur Folge hat, daß die spektrale Struktur in Absorption erscheint. Ein weiteres Ergebnis war, daß aus

der Winkelverteilung der Strahlung die beobachteten Pulsprofile im mittleren und harten Röntgenbereich gut wiedergegeben werden konnten.

In dieser Arbeit wird versucht, unter Anwendung der Nagel'schen Erkenntnisse und Programme die neuen Informationen, die in der beobachteten periodischen Variation der Zyklotron-Linienenergie stecken, auszunutzen, um die Modellvorstellungen weiter zu entwickeln (siehe auch Voges et al. 1982b).

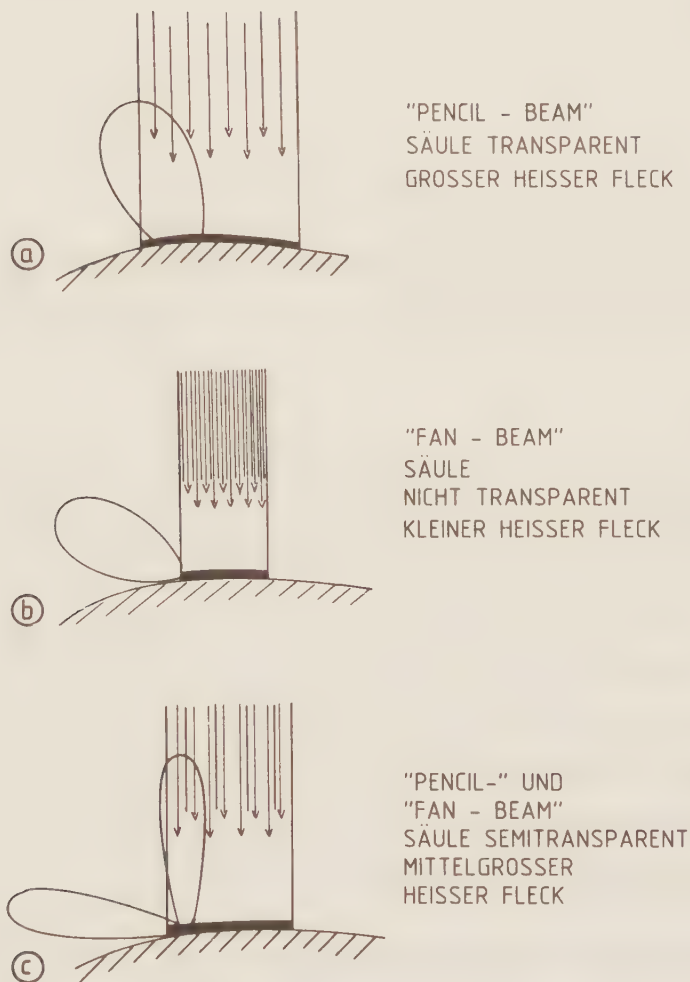


Abb.43: Drei Konfigurationen der Akkretionssäule und der Strahlungsgeometrie.

Prinzipiell ist eine phasenabhängige Variation des Spektrums im Bereich der Zyklotron-Linie zu erwarten, da die Strahlung eines hochmagnetisierten Plasmas anisotrop ist und stark vom polaren Winkel, dem Winkel zwischen Magnetfeldrichtung und Sichtlinie, abhängt. Welche Effekte man dabei in den Pulsformen und Energiespektren erwartet, hängt zum einen von der Strahlungsproduktion im heißen Polfleck und dem Strahlungstransport durch die Akkretionssäule und zum anderen von der Strahlungsgeometrie (d.h. einer "Pencil-beam"- oder "Fan-beam"- Konfiguration) ab.

Als Mechanismen, die die spektrale Form der Röntgenemission beeinflussen, werden behandelt :

1. die thermische Doppler-Verbreiterung
2. die Doppler-Verschiebung
3. die Änderung der Zyklotron-Frequenz mit der Höhe über der Sternoberfläche

Weiterhin wird davon ausgegangen, daß die Röntgenstrahlung in einer heißen Plasmaschicht auf der Neutronensternoberfläche an den Polkappen erzeugt wird und die Linienstruktur in Emission oder Absorption erscheint, je nachdem ob das strahlende Medium optisch dünn oder dick ist. Drei verschiedene Konfigurationen werden dabei berücksichtigt, die in der Abbildung 43 dargestellt sind. Die Fälle a und b werden im Zusammenhang mit der Doppler-Verbreiterung und Fall c mit der Doppler-Verschiebung und der Zyklotron-Resonanz-Änderung behandelt. Diese Untersuchung wird zunächst rein qualitativ durchgeführt.

Um im folgenden die beobachtete Phasenvariation des Spektrums zu vergleichen mit theoretischen Überlegungen, wird zum besseren Verständnis eine unterschiedliche Terminologie für die Beschreibung der spektralen Struktur in Experiment und Theorie verwendet. Im Zusammenhang mit den experimentellen Daten werden die Begriffe Berg und Tal benutzt, die der Emissionslinie und der Absorptionslinie bei der theoretischen Betrachtung entsprechen (siehe Abbildung 44).

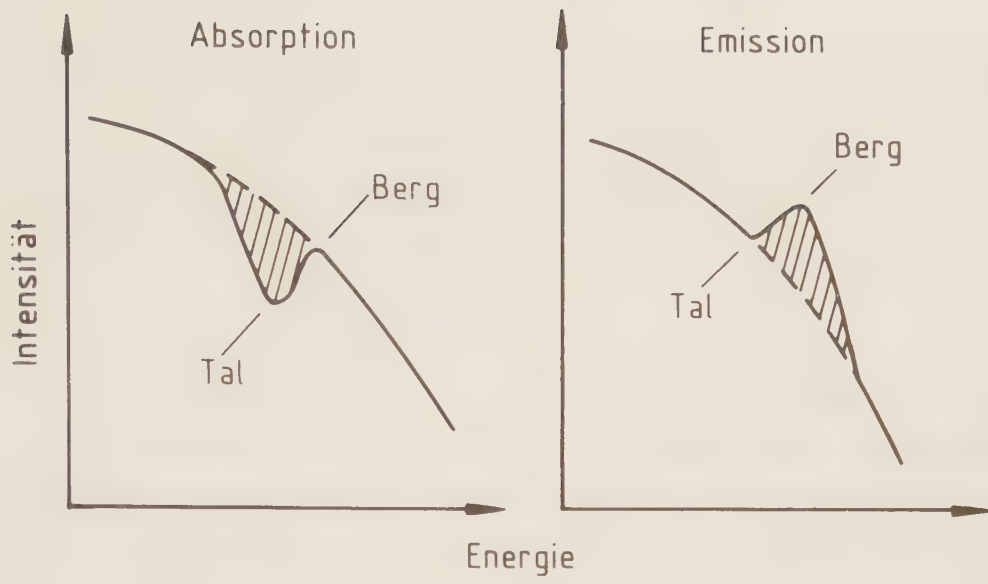


Abb.44: Definition der Begriffe "Berg" und "Tal" im Absorptionslinien- und Emissionslinien-Modell.

6.2. Die thermische Doppler-Verbreiterung

Die Doppler-Verbreiterung ist ein anisotroper Prozeß , da eine thermische Bewegung der Elektronen in einem starken Magnetfeld ($kT \leq \hbar\omega_c$) nur parallel zu den Feldlinien möglich ist. Die Abhängigkeit der Linienbreite von der Plasma-Temperatur kT und von dem polaren Winkel θ ist gegeben durch

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\frac{8 \ln 2 kT}{m_e c^2}} \times \cos \theta.$$

Diese Beziehung gilt an sich nur für den optisch dünnen Fall; eine ähnliche Abhängigkeit besteht auch unter optisch dicken Verhältnissen, sie ist dann jedoch weniger stark ausgeprägt. In der Abbildung 45 sind nach dieser Gleichung für verschiedene Plasma-Temperaturen die zu erwartenden Linienbreiten in Abhängigkeit vom polaren Winkel θ dargestellt. (Streng genommen gehen die Kurven wegen des transversalen Doppler-Effekts nicht durch Null; bei den hier betrachteten Energien ist dieser Anteil jedoch vernachlässigbar.)

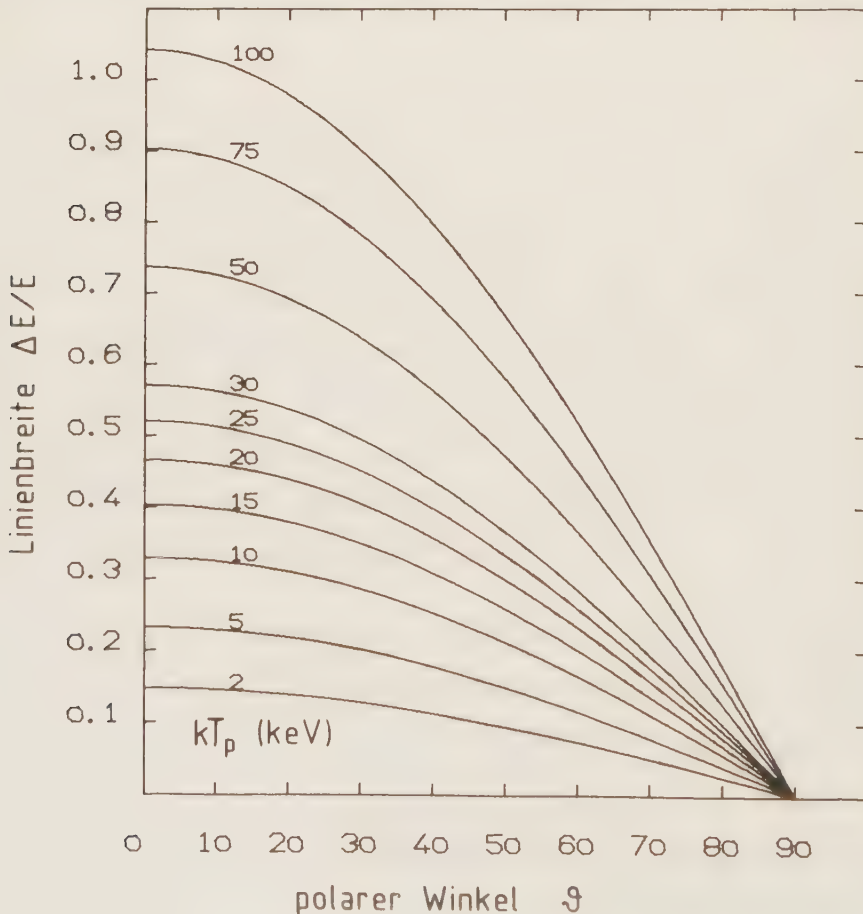


Abb.45: Die Linienbreite $\Delta E/E$ aufgrund der thermischen Doppler-Verbreiterung als Funktion vom polaren Winkel θ für verschiedene Plasmatemperaturen kT_p .

Wird die Konfiguration eines "Pencil beams" mit einer Absorptionslinie betrachtet, so ergibt sich aufgrund der thermischen Doppler-Verbreiterung folgendes Bild: Nähert sich die Sichtlinie des Beobachters der Magnetfeldrichtung, so verkleinert sich der polare Winkel θ . Gleichzeitig wird die Doppler-Verbreiterung die Absorptionslinienbreite vergrößern. Dadurch wird die Position des Berges zu höheren Energien verschoben. Sie erreicht ihren maximalen Energiewert bei dem kleinsten polaren Winkel θ . Die Position des Tales ändert sich dagegen nur sehr geringfügig.

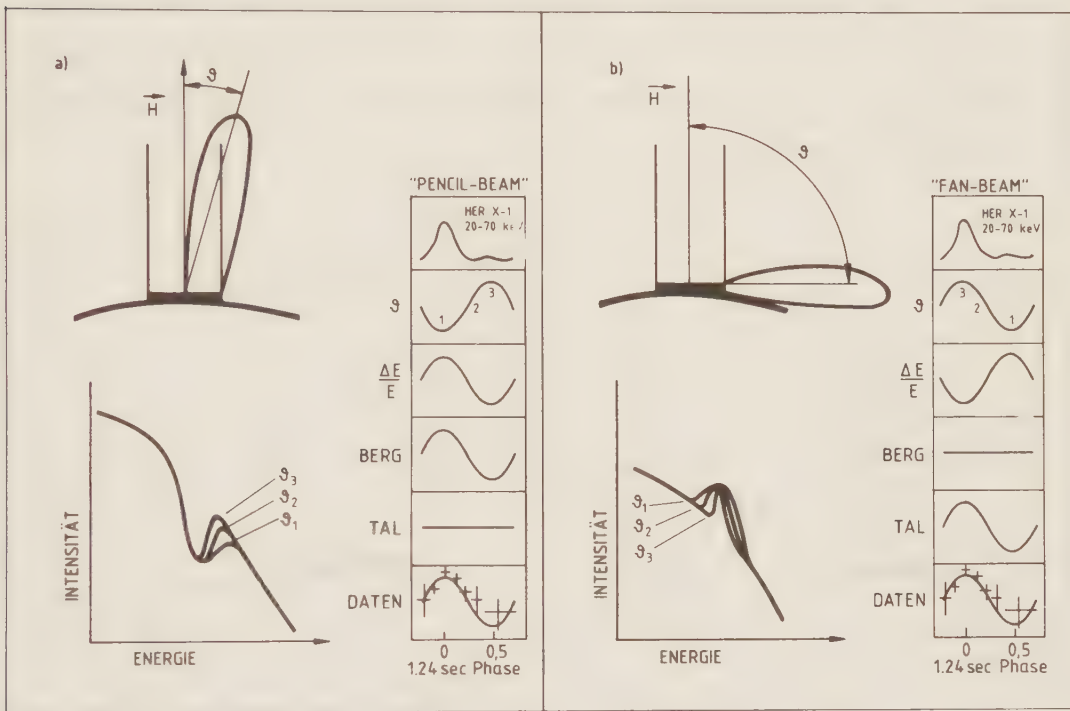


Abb.46: Änderung der Linienbreite $\Delta E/E$ durch die thermische Doppler-Verbreiterung für a.) einen "Pencil-beam" mit Absorptionslinie und b.) einen "Fan-beam" mit Emissionslinie.

In der Abbildung 46a ist dieses Verhalten schematisch dargestellt. Für drei verschiedene Winkel θ_1, θ_2 und θ_3 ist die spektrale Veränderung der Absorptionslinie skizziert, wobei gilt : $\theta_1 < \theta_2 < \theta_3$. Außerdem sind qualitativ die phasenabhängige Variation der Lichtkurve von Her X-1 im Energiebereich 20-70 keV, der polare Winkel θ , die Linienbreite $\Delta E/E$, die Berg- und Tal-Positionen sowie die experimentellen Ergebnisse illustriert. Wie die Abbildung zeigt, ist die experimentell festgestellte Phasenabhängigkeit

der Linienenergie in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Ergebnissen; zum einen wird die große Variation der Bergposition und die kleine Veränderung der Talposition gut wiedergegeben, zum anderen stimmt auch die Phase.

Die Ergebnisse der Konfiguration eines "Fan-beam" mit einer Emissionslinie sind in der Abbildung 46b schematisch dargestellt. Wiederum erscheint die schmalste Linienbreite bei dem maximalen polaren Winkel θ_{max} , während die größeren Linienbreiten zu den kleineren Winkeln gehören. In diesem Fall sollte die erwartete Variation der Bergposition jedoch klein, die Talposition dagegen größer sein; also genau umgekehrt im Vergleich zur "Pencil beam"-Absorptionslinien Konfiguration. Dieses Verhalten steht im Widerspruch zur Beobachtung, wo eine starke Variation der Berglage und eine geringfügige für die Tallage gemessen wurde.

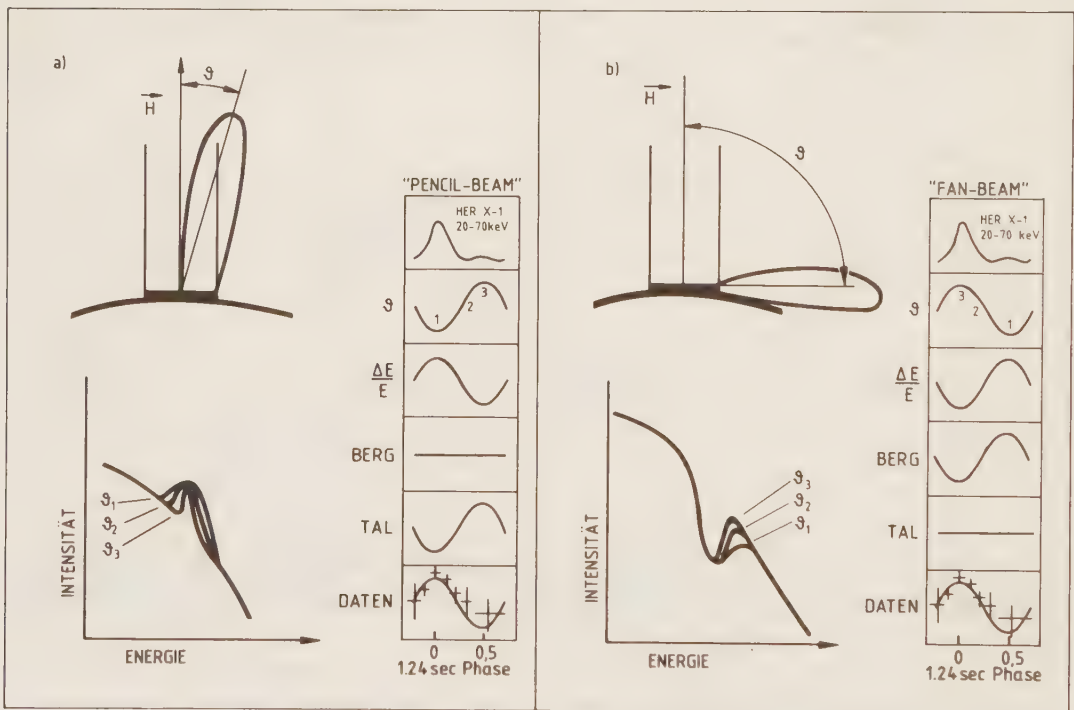


Abb.47: Änderung der Linienbreite $\Delta E/E$ aufgrund der thermischen Doppler-Verbreiterung für a.) einen "Pencil-beam" mit Emissionslinie und b.) einen "Fan-beam" mit Absorptionslinie.

Die anderen beiden Kombinationsmöglichkeiten , a) "Pencil beam" mit Emissionslinie und b) "Fan beam" mit Absorptionslinie zeigen wieder schema-

tisch die Abbildungen 47 a und b. Beide Konfigurationen sind nicht in Einklang zu bringen mit den Beobachtungsergebnissen, da die erwarteten Variationen der Berg- und Tal-Lagen jeweils um 180^0 phasenverschoben sind zu den experimentellen Daten.

6.3. Linienverschiebung durch den Doppler-Effekt

In diesem Modell wird angenommen, daß die von dem heißen Fleck emittierte Strahlung ein linienloses Kontinuum ist und beim Entweichen durch die Akkretionssäule in dieser gestreut und absorbiert wird. Dabei ist der Wirkungsquerschnitt besonders groß im Bereich der Zyklotronresonanz. Diese ist in dem nahezu mit Freifall-Geschwindigkeit herabsinkenden Material Doppler-verschoben, so daß auch die Linienstruktur eine Verschiebung aufweisen wird, die proportional zu

$$\delta E \sim \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \times \cos \theta \quad \text{ist.}$$

Die Doppler-Verschiebung ist am stärksten für kleine Werte des polaren Winkels θ und wird schwächer mit zunehmendem Winkel. Ohne zusätzliche Effekte bewirkt dieser Prozeß eine phasenabhängige Versetzung der Berg- und Tallagen. Die Abbildung 48a zeigt, daß die "Pencil-beam" Konfiguration auszuschließen ist, da sie eine um 180° phasenverschobene Variation der Berg- und Tallagen erzeugt. Nur der "Fan-beam" liefert, wie Abbildung 48b zeigt, ein phasengleiches Bild. Jedoch ist die gleichstarke Variation der Berg- und Tallagen nicht im Einklang mit den Beobachtungsergebnissen.

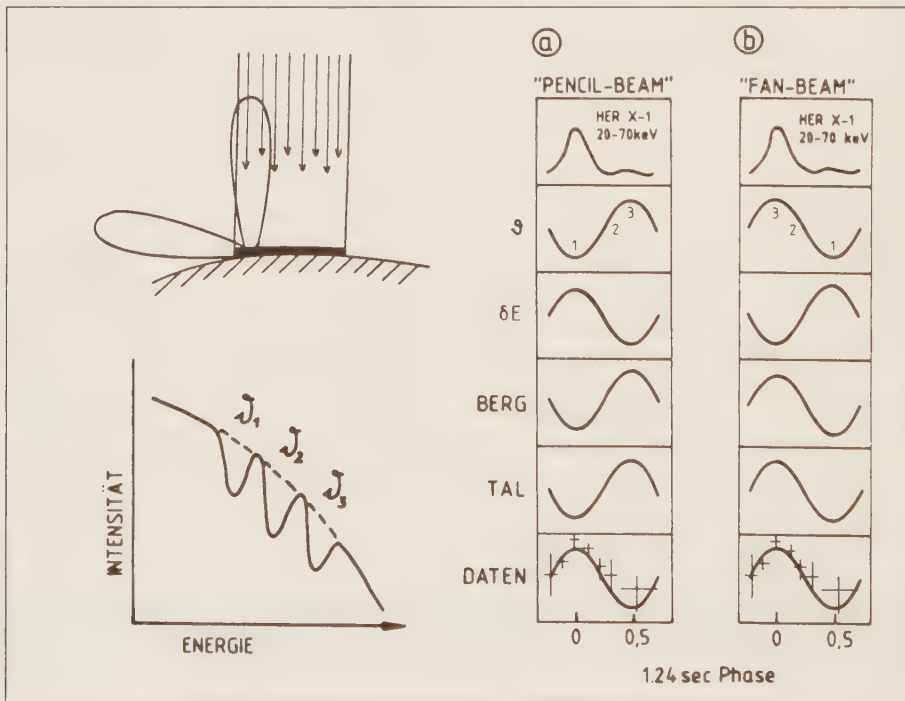


Abb.48: Verschiebung der Linie δE durch den Doppler-Effekt für a.) einen "Pencil-beam" mit Absorptionslinie und b.) einen "Fan-beam" mit Absorptionslinie.

6.4. Linienverschiebung durch die radiale Abhängigkeit der Magnetfeldstärke

Wieder wird die von dem heißen Fleck entweichende linienlose Strahlung in der Akkretionssäule gestreut und absorbiert. Da sich die Magnetfeldstärke im Fall eines Dipols mit wachsendem Abstand von der Neutronensternoberfläche mit r^{-3} verringert, wird die Zyklotronresonanz entsprechend über einen mehr oder weniger großen Energiebereich wirksam sein. Eine obere Grenze für die Ausdehnung der streuenden und absorbierenden Säulenregion ergibt folgende Überlegung: Mit der experimentell gefundenen Linienbreite von $\Delta E/E \approx 0.4$ kann für den Fall eines Dipolfeldes postuliert werden :

$$\Delta E/E \approx \Delta H/H \approx 3\Delta r/r \approx 0.4$$

Mit einem Sternradius von $r=10$ km erhält man somit eine obere Grenze für die Ausdehnung des Wechselwirkungsgebietes mit $\Delta r=1.3$ km.

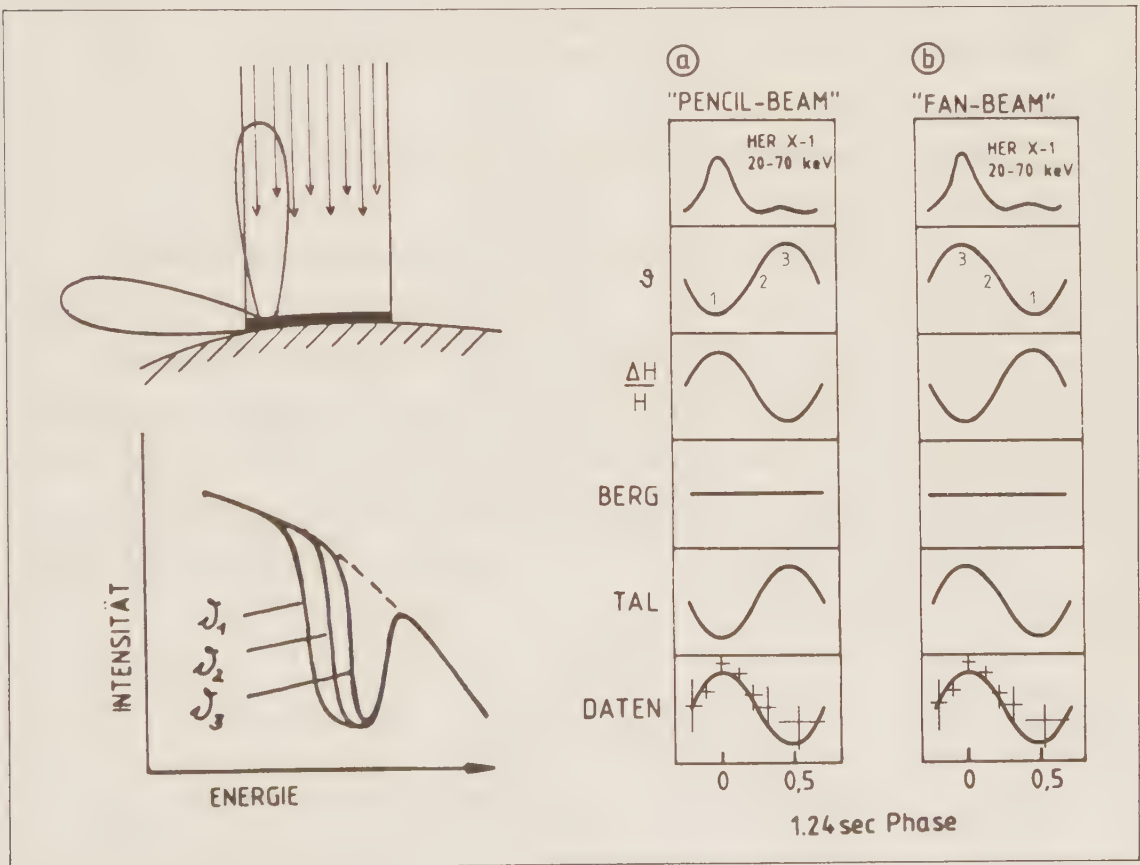


Abb.49: Verschiebung der Linie $\Delta E/E$ aufgrund der radialen Abhängigkeit der Magnetfeldstärke für a.) einen "Pencil-beam" mit Absorptionslinie und b.) einen "Fan-beam" mit Absorptionslinie.

Tabelle 20
Vergleich der Modelle

Modell	Strahl	Linie	Kommentar
Doppler- Verschiebung	"fan-beam"	Absorption	Variation des Tales zu stark
	"pencil-beam"	Absorption	Variation phasenverschoben
Magnetfeld- Variation	"fan-beam"	Absorption	Variation des Tales zu stark
	"pencil-beam"	Absorption	Variation des Berges zu schwach Variation phasenverschoben
Doppler- Verbreiterung	"pencil-beam"	Absorption	Variation in Übereinstimmung mit den Daten
	"pencil-beam"	Emission	Variation phasenverschoben
	"fan-beam"	Absorption	Variation phasenverschoben
	"fan-beam"	Emission	Variation des Tales zu stark Variation des Berges zu schwach

Die Magnetfeldstärke hängt auch in diesem Fall vom polaren Winkel θ ab. Die schärfste Linienstruktur ergibt sich, wenn θ seinen maximalen Wert erreicht. Dann ist nämlich die Variation der Magnetfeldstärke am kleinsten. Unter kleineren Winkeln zeigt die effektive Zyklotronfrequenz ω_c stärkere Variationen, so daß breite Absorptionslinien zu erwarten sind. Die Tallage weist deshalb eine große Variation auf, während die Berglage nahezu unverändert ist. Dieses Verhalten steht wiederum im Gegensatz zu den Beobachtungen, die eine stärkere phasenabhängige Variation der Bergposition als für die Tallage gezeigt haben. Wie in den Abbildungen 49a und b dargestellt ist, liefert nur die "Fan-beam" Konfiguration ein relativ zu den Experimentdaten phasengleiches Bild; der "Pencil-beam" wieder ein um 180° phasenverschobenes.

6.5. Vergleich der Modelle

In der Tabelle 20 sind die Ergebnisse aus den behandelten Modellvorstellungen bezüglich der phasenabhängigen Variation der Linienstruktur zusammengefaßt. Nur die Doppler-Verbreiterung einer Absorptionslinie in einer "Pencil-beam" Konfiguration liefert eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungsergebnissen. Dieses Resultat muß jedoch mit einiger Vorsicht betrachtet werden, da der Vergleich der beobachteten Variation mit der theoretisch erwarteten rein qualitativer Natur ist. Die anderen untersuchten Modellvorstellungen können nicht vollkommen ausgeschlossen werden; es ist durchaus möglich, daß auch sie einen gewissen, wenn auch wohl kleineren Einfluß als die Doppler-Verbreiterung auf die beobachtete phasenabhängige Variation der Zyklotron-Linienenergie haben. Es wird deshalb im nächsten Abschnitt versucht, diese rein qualitativen Aussagen durch Modellrechnungen quantitativ zu belegen.

6.6. Modellrechnungen zur phasenabhängigen Variation der Linienstruktur

In diesem Kapitel wird aufbauend auf die Nagel'schen Vorstellungen und unter teilweiser Benutzung seiner Computer-Programme untersucht, wie die beobachtete phasenabhängige Variation der Linienstruktur erzeugt werden könnte.

Für diese Modellrechnungen liegt folgendes Bild zugrunde: Am Fußpunkt der Akkretionssäule auf der magnetischen Polkappe des Neutronensterns wird durch die herabfallende Materie in einer heißen Plasmaschicht eine Schwarzkörper-Strahlung mit einer charakteristischen Zyklotronlinie erzeugt, die je nach optischer Dicke dieses Plasmas in Emission oder in Absorption erscheint. Die vom heißen Fleck entweichende Strahlung wird z.T. in der Akkretionssäule gestreut und absorbiert. Die Stärke dieser Wechselwirkungen ist dabei abhängig von der optischen Dicke der Akkretionssäule. Es soll das resultierende theoretische Energiespektrum in Abhängigkeit vom polaren Winkel θ erzeugt und mit dem beobachteten Her X-1 Spektrum verglichen werden.

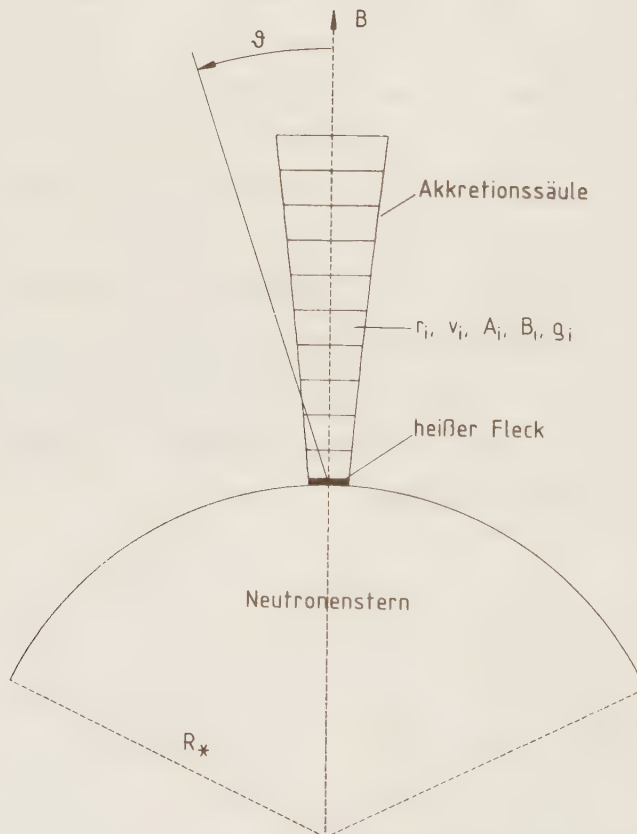


Abb.50: Geometrische Randbedingungen für die Modellrechnungen.

Zur Beschreibung der aus einem optisch dicken Plasma entweichenden Strahlung wird eine heuristische Formel benutzt, die aus der Eddington-Barbier Beziehung abgeleitet ist (Nagel 1982). Die Formel basiert auf der Idee, daß die Intensität proportional sein sollte zu der Tiefe, aus der die Photonen entweichen.

$$I_{\nu}(\theta) = B_{\nu} \times \cos^2 \theta \left(\frac{1}{\kappa^1(\theta)} + \frac{1}{\kappa^2(\theta)} + const. \right)$$

Hierbei bedeuten B_{ν} die Schwarzkörper-Strahlung sowie $\kappa^1(\theta)$ und $\kappa^2(\theta)$ die Opazitäten für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl. θ bezeichnet den Winkel zwischen Magnetfeldrichtung und Sichtlinie.

Die geometrische Form der Akkretionssäule wird aus den Feldlinien eines Dipols berechnet. Die Strahlung wird in bis zu zehn jeweils 1 km hohe Schichten in der Säule verfolgt, wobei die Plasmaschicht homogen zusammengesetzt ist bzgl. Magnetfeldstärke, Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit. Für jede Schicht werden eine mittlere Dichte ρ_i , Plasma-Freifallgeschwindigkeit v_i und Magnetfeldstärke B_i nach folgenden Formeln berechnet (siehe Abbildung 50):

Als freier Parameter wird die Leuchtkraft L

$$L = \frac{dM}{dt} \times \frac{GM_{*}}{R_{*}} \quad \text{eingeführt.}$$

Damit gilt für die Akkretionsrate:

$$\frac{dM}{dt} = L \times \left(\frac{GM_{*}}{R_{*}} \right)^{-1}$$

Die Freifallgeschwindigkeit ist gegeben durch

$$v_i = \sqrt{\frac{2GM_{*}}{R_{*}}} \times \sqrt{\frac{R_{*}}{r_i}}$$

Die Dichte ρ_i in der frei fallenden Materie ist abhängig von der Fläche A_0 des heißen Flecks, die als weiterer freier Parameter eingeführt wird. Es gilt dann

$$\rho_i = \frac{dM/dt}{v_0 \times A_0}$$

Da der magnetische Fluß längs der Akkretionssäule erhalten bleibt, muß gelten

$$B_i \times A_i = const. = B_0 \times A_0$$

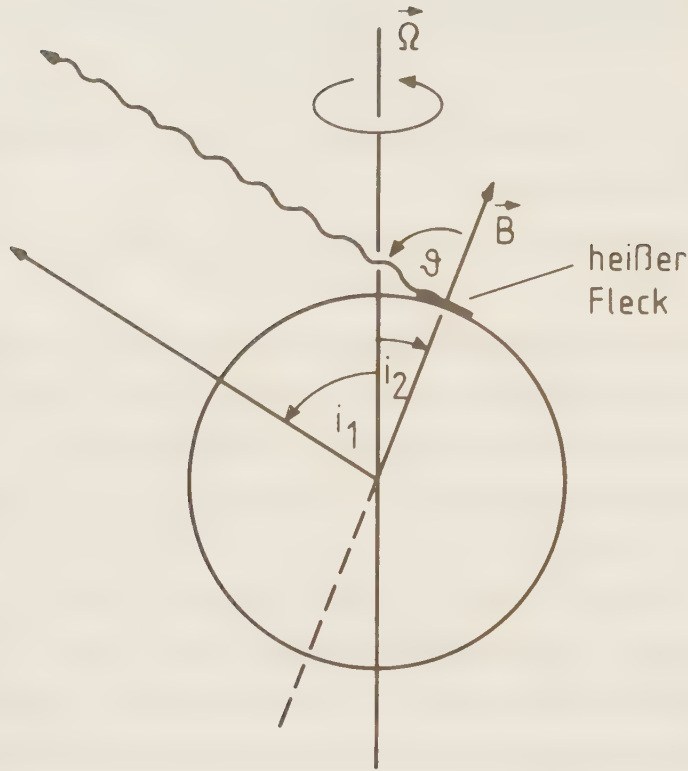


Abb.51: Abhängigkeit des polaren Winkels θ von dem Winkel i_1 zwischen der Rotationsachse des Neutronensterns und der Richtung zur Erde und dem Winkel i_2 zwischen der Rotations- und der Dipolachse. In der gezeichneten Stellung ist $\theta = i_1 + i_2$ ($\Phi = 0.5$); nach einer halben Umdrehung ist $\theta = i_1 - i_2$ ($\Phi = 0.0$).

Außerdem gilt im Fall eines Dipolfeldes folgende Beziehung für die Magnetfeldstärke B_i

$$B_i = B_0 \times \left(\frac{R_*}{r_i} \right)^3$$

Somit erhält man

$$A_i = A_0 \times \left(\frac{R_*}{r_i} \right)^{-3}$$

Aus der Beziehung

$$\rho_i \times v_i \times A_i = \text{const.} = \rho_0 \times v_0 \times A_0$$

und den Gleichungen für v_i und A_i ergibt sich für die Abhängigkeit der Dichte ρ_i vom radialen Abstand r_i

$$\rho_i = \frac{\rho_0 \times v_0 \times A_0}{v_i \times A_i} = \rho_0 \times \left(\frac{R_*}{r_i} \right)^{\frac{5}{2}}$$

Die Neutronensternmasse wird mit $M_* = 1.4$ Sonnenmassen, der Neutronensternradius mit $R_* = 10$ km (siehe Joss und Rappaport 1982 sowie Hillebrandt 1983) und die Röntgenleuchtkraft mit $L_x = 10^{37}$ erg/sec gewählt. Die Fläche des heißen Fleckes A_0 wird zu 1 km^2 angenommen. Welcher Winkelbereich für die emittierte Strahlung in Frage kommt, erhält man aus den in den Pulsprofilen steckenden Informationen. Mit deren Hilfe können die Randbedingungen für die Abstrahlungsgeometrie definiert werden. Der polare Winkel θ , unter dem die Strahlung beobachtet wird (siehe Abbildung 51), hängt von der Phase ϕ nach folgender Formel ab:

$$\cos \theta = \cos i_1 \cos i_2 + \sin i_1 \sin i_2 \cos 2\pi \phi$$

Unter der Annahme, daß die Interpulsintensität in der Lichtkurve am entgegengesetzten magnetischen Pol erzeugt wird, muß die Summe der beiden Winkel $i_1 + i_2 > 90^\circ$ betragen. Nagel konnte mit dem Wertepaar $(60^\circ, 45^\circ)$ für beide Winkel die beobachteten Lichtkurven bei mittleren und höheren Röntgenenergien gut wiedergeben. In der Abbildung 52 ist dargestellt, wie unter Benutzung dieser beiden Winkel i_1 und i_2 die Lichtkurve, integriert über den Energiebereich von 20 bis 70 keV, dem polaren Winkel θ zugeordnet ist. Die Modellrechnungen werden mit denselben Werten durchgeführt.

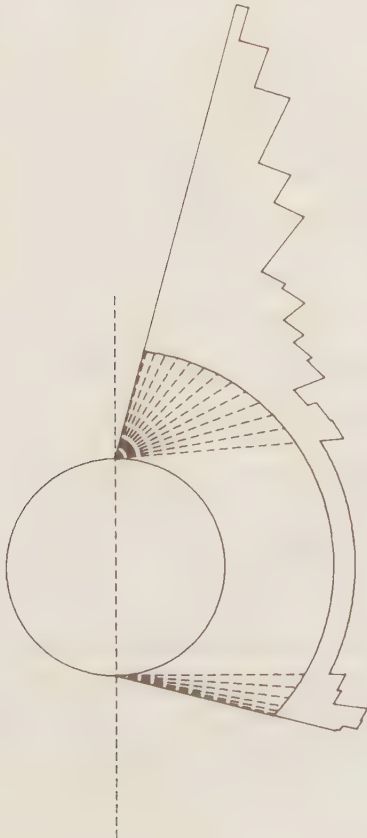


Abb.52: Zuordnung der 1.238 sec Lichtkurve (20-70 keV) zum polaren Winkel θ für $(i_1, i_2) = (60^\circ, 45^\circ)$.

Für jedes Winkelintervall, das einem bestimmten Phasenintervall entspricht, wird das entsprechende Spektrum berechnet, indem die Fläche des heißen Flecks in 50 gleichgroße Elemente geteilt und von deren Mittelpunkt der Weg der Strahlung unter verschiedenen Winkeln durch die Akkretionssäule zum Beobachter verfolgt und deren Restintensität aufintegriert wird. In der Abbildung 53 ist das durch die Säule entweichende Energie-Spektrum für die drei verschiedenen Winkel dargestellt, die den drei zentralen Phasenbereichen entsprechen.

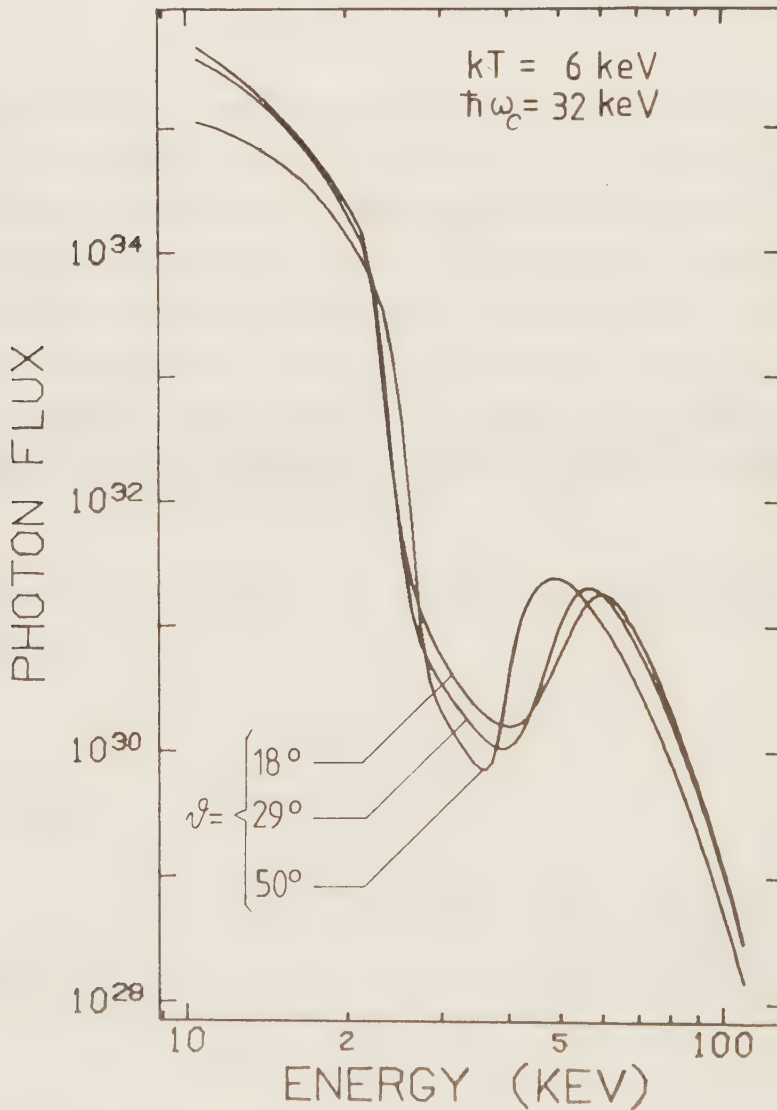


Abb.53: Modellspektren nach dem Entweichen durch die optisch dünne Akkretionssäule für die drei zentralen Phasenbereiche Φ_1 , Φ_2 und Φ_3 (mit $0.00 \leq \Phi_1 \leq 0.05$ für $\theta = 18^\circ$, $0.05 \leq \Phi_2 \leq 0.125$ für $\theta = 29^\circ$ und $0.125 \leq \Phi_3 \leq 0.225$ für $\theta = 50^\circ$) bei einer Plasmatemperatur $kT = 6 \text{ keV}$ und einer Zyklotronfrequenz $\hbar\omega_c = 32 \text{ keV}$.

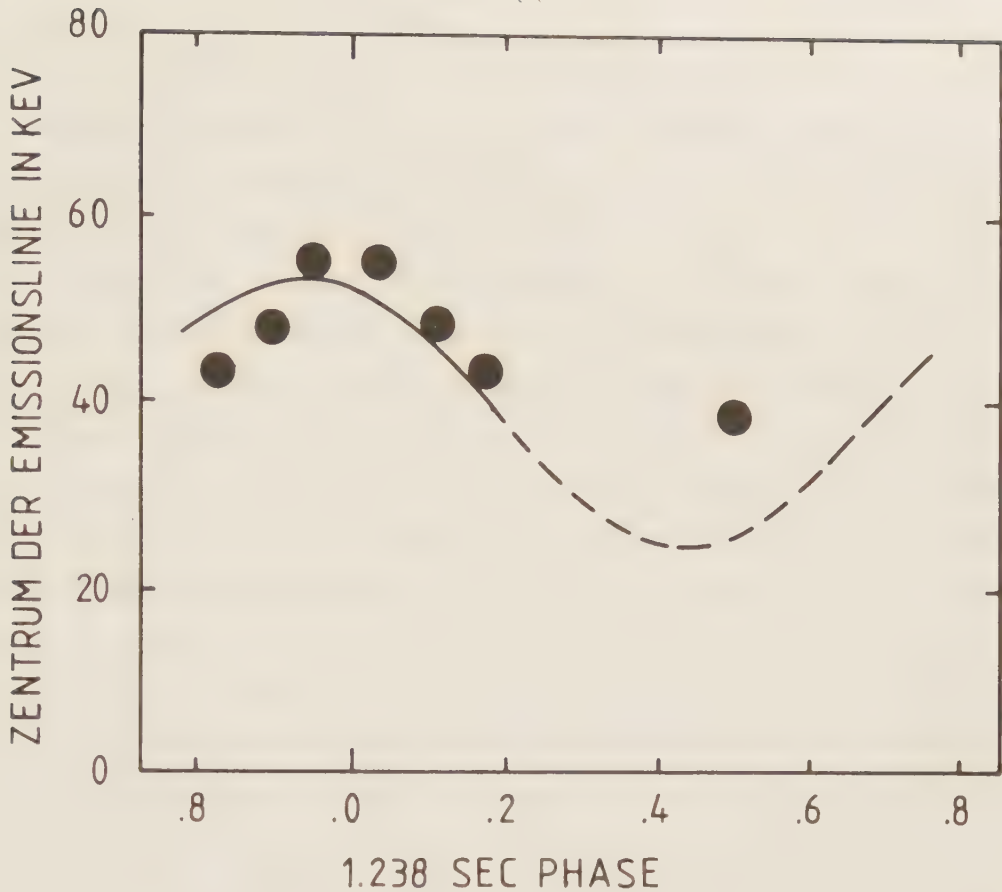


Abb.54: Das Zentrum des "Berges" in Abhängigkeit von der 1.238 sec Phase. Die eingezeichnete Kurve stellt die beste sinusförmige Anpassungsfunktion an die experimentellen Daten dar (siehe Abbildung 42). Die Punkte zeigen das Ergebnis aus der Modellrechnung.

Wie bei der Auswertung der Experimentdaten kann auch die Abhängigkeit der Energie der Zyklotronlinie von der Phase dargestellt werden. In der Abbildung 54 sind die so theoretisch gewonnenen Punkte eingetragen. Sie zeigt eine gewisse Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, die sicher noch verbessert werden kann, wenn eine aufeinander abgestimmte Wahl der noch freien Parameter, wie etwa der polare Winkelbereich, der kT -Wert und die Magnetfeldstärke, vorgenommen wird. Es sei noch erwähnt, daß auch die durch das theoretische Modell gewonnene volle Halbwertsbreite der Linie mit der gemessenen Halbwertsbreite gut übereinstimmt.

Zusammenfassend ergibt der Vergleich der Beobachtungsergebnisse mit den Modellvorstellungen sowie der Simulationsrechnung folgendes in sich konsistentes Bild: Die harte Röntgenstrahlung von Her X-1 stammt aus einer heißen, optisch dicken Schicht von der Polkappe des Neutronensterns; sie wird in Form eines "Pencil-beams" abgestrahlt. Die Zyklotronlinie erscheint in Absorption und zeigt eine thermische Dopplerverbreiterung.

7. Schlußbemerkung

Seit seiner Entdeckung durch den Röntgensatelliten UHURU im Jahre 1971 gibt der Röntgenstern Her X-1 immer wieder neue Rätsel auf. Zwar gehört das System Her X-1 / HZ-Her zu den am meisten erforschten und beobachteten Doppelsternen, doch die Fülle der detaillierten Messungen erlaubt nicht immer ein besseres Verständnis der physikalischen Vorgänge, sondern sie wirft auch neue Fragen auf. So gibt es nur Modellvorstellungen, aber noch keine endgültigen Aussagen über Ursprung und Mechanismus der 35-Tage Variation im Röntgenbereich und der langjährigen inaktiven Phasen im optischen Bereich. Eng damit verbunden sind die Fragen zum Massenfluß vom optischen Hauptstern auf die Akkretionsscheibe und den physikalischen Vorgängen darin. Ist die Akkretion von Materie auf den Neutronenstern ein stationärer oder ein nicht-stationärer Prozeß? Wo wird die beobachtete Röntgenstrahlung erzeugt? In beiden Polregionen oder nur in einer, auf der Neutronensternoberfläche oder in der Akkretionssäule? Ebenso fehlt noch eine Erklärung für die unterschiedlichen Pulsformen im weichen, mittleren und harten Röntgenbereich. Zukünftigen Messungen mit wesentlich verbesserter Photonenstatistik, Zeit- und Energieauflösung wird es vorbehalten sein, einige dieser neu aufgeworfenen, z.T. jedoch auch alten Probleme lösen zu helfen. Bereits jetzt zeichnen sich die ersten Ergebnisse des von den Her X-1 Beobachtungen mit dem EXOSAT gewonnenen, z.T. hervorragenden Datenmaterials ab. Durch die simultane Beobachtungsmöglichkeit im weichen, mittleren und harten Röntgenbereich können die Pulsationen und Energiespektren wesentlich besser und detaillierter studiert und Zusammenhänge erkannt werden. Im durch EXOSAT nicht erfaßten harten Röntgenbereich - insbesondere dem "Linien-Bereich" - könnten sowohl neue Messungen mit dem Röntgenballondetektor HEXE als auch die auf einer russischen Raumstation im Jahr 1985 zu fliegende kleinere Satellitenversion beitragen, z.B. die Fragen nach der Zeitvariabilität der Zyklotron-Linienenergie zu beantworten oder besser zu verstehen, welcher Strahlungsprozeß und welche geometrischen Verhältnisse für die beobachteten Eigenschaften der Quelle verantwortlich sind.

8. Literaturverzeichnis

- Abramowitz,M., Stegun,I.A., 1970, Handbook of Mathematical Functions, Dover Publications, New York
- Anzer,U., Börner,G., 1980, Astron.&Astrophys. 83, 133-139
- Anzer,U., Börner,G., 1983, Astron.&Astrophys. 122, 73-78
- Arons,J., 1973, Ap. J. 184, 539-550.
- Avni,Y., Lamb,D.Q., Lamb,F.K., Milgrom,M. 1978, Ap.J.(Letters) 222, L113-L117.
- Bahcall,J.N., Bahcall,N.A. 1972, IAU Circ.,Nos. 2427 and 2428.
- Bai,T. 1981, Ap.J. 243, 244-250.
- Basko,M.M., Sunyaev,R.A. 1976, Mon.Not.R.astr.Soc. 175, 395-417.
- Baumgartl,J., 1982, Untersuchungen zur Hintergrundsunterdrückung für einen Ballon-Röntgendetektor, Diplomarbeit LMU München
- Becker,R.H., Boldt,E.A., Holt,S.S., Pravdo,S.H., Rothschild,R.E., Serlemitsos,P.J., Smith,B.W., Swank,J.H. 1977, Ap.J. 214, 879-884.
- Bickert,K., 1979, Eine Monte Carlo Simulation für Röntgenteleskope, Diplomarbeit TU München
- Bisnovatyi-Kogan,G.S., Komberg,B.V., 1975, Astron. Zh. 52, 457-468
- Börner,G., 1973, Springer Tracts in Modern Physics 69, pg.1
- Börner,G., Meyer,F., Schmidt,H.U., Thomas,H.-C., 1978, Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes, LXV Corso, 764-770
- Boynton,P.E. 1980, Ap.J. 236, 693-695.
- Boynton,P.E., Crosa,L.M., Deeter,J.E. 1980, Ap.J. 237, 169-174.
- Brecher,K. 1972, Nature 239, 325-326.
- Brown,R.L., Gould,J., 1970, Phys.Rev. D 1, 2252-2256
- Burdyuzha,V.V., Pavlov-Verevkin,V.B. 1981, Sov.Astron.(AJ) 25, 187-192
- Burbidge,G.R., 1967, IAU Sym No. 31, 463-467
- Burke,J.A., 1976, Ap.J. 209, 556-561
- Cameron,A.G.W., Mock,M., 1967, Nature 215, 464-466

- Chester, T.J. 1977, Ap.J.(Letters) 213, L9-L12.
- Chevalier, R.A., 1976, Astrophysical Letters 18, 35-36
- Clark, G.W., Bradt, H.V., Lewin, W.H.G., Markert, T.H., Schnopper, H.W., Sprott, G.F. 1972, Ap.J.(Letters) 177, L109-L113.
- Clemente, M., 1977, Aufbau und Test eines Phoswich-Szintillations-Zählers für röntgenastronomische Beobachtungen. Diplomarbeit TU München
- Cooke, B.A., Page, C.G. 1975, Nature 256, 712-713.
- Crosa, L., Boynton, P.E. 1980, Ap.J. 235, 990-1015.
- Davidson, A., Henry, J.P., Middleditch, J., Smith, H.E. 1972, Ap.J.(Letters) 177, L97-L102.
- Davison, P.J.N., Fabian, A.C. 1974, Mon.Not.R.astr.Soc. 169, 27P-29P.
- Davison, P.J.N., Fabian, A.C. 1977, Mon.Not.R.astr.Soc. 178, 1P-8P.
- Deeter, J.E., Boynton, P.E., Pravdo, S.H. 1981, Ap.J. 247, 1003-1012.
- Delgado, A.J., Schmidt, H.U., Thomas, H.C., 1983, Astron.&Astrophys. 127, L 15-16
- Doxsey, R., Bradt, H.V., Levine, A., Murthy, G.T., Rappaport, S., Spada, G. 1973, Ap.J.(Letters) 182, L25-L28.
- Evans, A.J., Quenby, J.J., Engel, A.R. 1980, Astron.Astrophys.Suppl.Ser. 41, 13-16.
- Fabian, A.C., Pringle, J.E., Rees, M.J. 1973, Nature 244, 212-213.
- Fechner, W.B., Joss, P.C. 1977, Ap.J.(Letters) 213, L57-L60.
- Fireman, E.L., 1974, Ap.J. 187, 57-60
- Forman, W., Jones, C.A., Liller, W. 1972, Ap.J.(Letters) 177, L103-L107.
- Fritz, G., Naranan, S., Shulman, S., Yentis, D., Friedman, H., Davidson, A., Henry, R., Snyder, W. 1976, Ap.J. 207, L29-L32.
- Gerend, D., Boynton, P.E. 1976, Ap.J. 209, 562-573.
- Ghosh, P., Lamb, F.K., 1978, Ap.J.(Letters) 223, L83-L87.
- Ghosh, P., Lamb, F.K., 1979, Ap.J. 234, 296-316
- Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., Levinson, R., Schreier, E., Tananbaum, H. 1973, Ap.J. 184, 227-236.

- Giovanelli,F., Kurt,V., Sheffer,E., Bisnovatyi-Kogan,G.S., 1984, IAU Circ. No. 3924
- Gnedin,Y.U., Sunyaev,R.A., 1974, *Astron.&Astrophys.* 36, 379-394
- Goetz,E., 1981, Aufbau und Test eines Omega-Navigationssystems für das Ballon-Röntgenexperiment. Diplomarbeit Universität Tübingen.
- Gold,T. 1968, *Nature* 218, 731-732
- Gold,T. 1969, *Nature* 221, 25-27
- Gorecki,A., Levine,A., Bautz,M., Lang,F., Primini,F.A., Lewin,W.H.G., Baity,W.A., Gruber,D.E., Rothschild,R.E., 1982, *Ap.J.* 256, 234-237
- Gradmann,N., 1983, Untersuchungen zur Ortsauflösung am Kristalldetektor im harten Röntgenbereich. Diplomarbeit TU München
- Groth,E.J. 1974, *Ap.J.* 192, 517-523.
- Gruber,D.E., Matteson,J.L., Nolan,P.L., Knight,F.K., Baity,W.A., Rothschild,R.E., Peterson,L.E., Hoffman,J.A., Scheepmaker,A., Wheaton,W.A., Primini,F.a., Levine,A.M., Lewin,W.H.G. 1980, *Ap.J.(Letters)* 240, L127-L131.
- Gruber,D. 1983, private Mitteilung
- Hayakawa,S., Sugimoto,D., 1968, *Astrophysics and Science* 1, 216-229
- Henriksen,R.N., Reinhardt,M., Aschenbach,B., 1973 *Astron.&Astrophys.* 28, 47-61
- Hewish,A. 1970, *Ann. Rev. Astron. Ap.* 8, 265-296.
- Hillebrand,W. 1982, review talk presented at XI Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and MPA-Report 66 (1983)
- Hoffmeister,C. 1936, *Astronomische Nachrichten* 6195, 37-52.
- Holt,S.S., Boldt,E.A., Rothschild,R.E., Saba,J.L.R., Serlemitsos,P.J. 1974, *Ap.J.(Letters)* 190, L109-L111.
- Holt,S.S., Boldt,E.A., Kaluzienski,L.J., Serlemitsos,P.J., Swank,J.H. 1976, *Nature* 263, 484-485.
- Holt,S.S., Kaluzienski,L.J., Boldt,E.A., Serlemitsos,P.J. 1979, *Ap.J.* 227, 563-568.
- Hudec,R., Wenzel,W., 1976 *Bull. Astron. Inst. Czech.* 27, 325-335.
- Iyengar,V.S., Manchanda,R.K., Durgaprasad,N., Gokhale,G.S., Kunte,P.K., Sreekan-tan,B.V. 1974, *Nature* 251, 292-294.

- Jones,C., Forman,W., Liller,W. 1973, Ap.J.(Letters) 182, L109-L112.
- Jones,C., Forman,W. 1976, Ap.J.(Letters) 209, L131-L135.
- Joss,P.C., Fechner,W.A. 1975, Ann.N.Y.Acad.Sci. 262, 385-390.
- Joss,P.C., Li,F.K., Wang,Y.-M., Hearn,D.R. 1977, Ap.J. 214, 874-878.
- Joss,P.C., Fechner,W.B., Forman,W., Jones,C. 1978, Ap.J. 225, 994-1000.
- Joss,P.C., Li,F., Nelson,J., Middleditch,J. 1980, Ap.J. 235, 592-594.
- Joss,P.C., Rappaport, S.A., 1982, MIT-Report CSR-AT-82-10
- Kahabka,P., 1983, Ein analytisches Spektrumreduktionsverfahren für Röntgen-
teleskope. Diplomarbeit TU München.
- Kahabka,P., Ögelman,H., Pietsch,W., Trümper,J., Voges,W., Kendziorra,E., Staubert,R.
1984 , to be published in Proceedings of the Symp. on X-Ray Astronomy,
Bologna
- Katz,J.I. 1973, Nature Phys.Sci. 246, 87-89.
- Kendziorra,E., Staubert,R., Pietsch,W., Reppin,C., Sacco, B.,Trümper,J. 1977,
Ap.J.(Letters) 217, L93-L96.
- Kendziorra,E., Staubert,R., Reppin,C., Pietsch,W., Voges,W., Trümper,J. 1982,
in Galactic X-ray Sources, ed. P.W.Sanford, P.Laskarides and J.Salton, pg.
205-216.
- Kirk,J.G., Trümper,J. 1983, in Accretion-driven Stellar X-ray sources, ed. W.H.G.
and E.P.J. van den Heuvel (Cambridge Univ.Press)
- Kondo,Y., Van Flandern,T.C., Wolff,C.L., 1983, Ap.J. 273, 716-721
- Kunte,P.K., Singh,K.P. 1979, Talk at Astronomical Society of India meeting
Nov.1
- Kurfess,J.D., Crosa,L., 1973, Nature Phys. Sci. 245, 116
- Lamb,F.K., Pethick,C.J., Pines,D. 1973, Ap.J. 184, 271-289.
- Lamb,D.Q., Lamb,F.K., Pines,D., Shaham,J., 1975, Ap.J. (Letters) 198, L21-L25
- Lampton,M., Margon,B., Bowyer,S. 1976, Ap.J. 208, 177-190.
- Langer,S.H., Rappaport,S. 1982, Ap.J. 257, 733-751.
- Liller,W. 1972, IAU Circ.,Nos. 2415 and 2427.

- Manchanda,R.K., Ubertinei,P., Polcaro,V.F., Bazzano,A., La Padula,C., Vialetto,G.,
1984, *Astrophysical Letters* 24, 27-36
- Maurer,G.S., Dennis,B.R., Coe,M.J., Crannell,C.J., Cutler,E.P., Dolan,J.F., Frost,K.J.,
Orwig,L.E. 1979, *Ap.J.* 231, 906-911.
- Mazeh,T., Shaham,J. 1977, *Ap.J.(Letters)* 213, L17-L20.
- McCray,R., 1973, *Nature Phys. Sci.* 243, 94-96
- McCray,R., Hatchett,S., 1975, *Ap.J.* 199, 196-205.
- McCray,R.A., Shull,J.M., Boynton,P.E., Deeter,J.E., Holt,S.S., White,N.E. 1982,
Ap.J. 262, 301-307.
- Mészáros,P. 1982, in *Accreting Neutron Stars*, ed. W.P.Brinkmann &J.Trümper,
MPE Report 177, 253-274.
- Meyer,F., Meyer-Hofmeister,E., 1982, *Astron.&Astrophys.* 106, 34-42
- Meyer,F., Meyer-Hofmeister,E., 1984, accepted for publication in *Astron.&Astrophys.*
(Letters)
- Middleditch,J., Nelson,J. 1976, *Ap.J.* 208, 567-586.
- Nagase,F., Sato,N., Makishima,K., Kawai,N., Mitani,K., 1984a, *AIP Conference
Proceedings No 115 "HIGH Energy Transient in Astrophysics"*, ed. S.E.
Woosley, pg 131-138.
- Nagase,F., Hayakawa,S., Kii,T., Sato,N., Ikegami,K., Kawai,N., Makishima,K.,
Matsuoka,M., Murakami,T., Oda,M., Ohashi,T., Tanaka,Y., Mitani,K., Kita-
moto,S. 1984b, *ISAS preprint*
- Nagel,W. 1981a, *Ap.J.* 251, 278-287.
- Nagel,W. 1981b, *Ap.J.* 251, 288-296.
- Nagel,W. 1982, *Strahlungstransport in einem stark magnetisierten Plasma. Dis-
sertation LMU München und MPE-Report 176 (1982)*
- Ögelman,H., Kahabka,P., Pietsch,W., Trümper,J., Voges,W., Kendziorra,E., Staubert,R.
1984 , to be published in *Proceedings of the Symp. on X-Ray Astronomy*,
Bologna
- Ostriker,J.P., Gunn,J.E., 1969, *Ap.J.* 157, 1395-1417
- Papaloizou,J., Pringle,J.E. 1982, *Mon.Not.R.astr.Soc.* 200, 49

- Parmar,A.N., Sanford,P.W., Fabian,A.C. 1980, Mon.Not.R.astr.Soc. 192, 311-318.
- Parmar,A.N., Pietsch,W., McKechnie,S., White,N.E., Trümper,J., Voges,W., Barr,P. 1984, accepted for publication in Nature
- Petterson,J.A. 1975, Ap.J.(Letters) 201, L61-L64.
- Petterson,J.A. 1977, Ap.J. 218, 783-791.
- Pines,D., Pethick,C.J., Lamb,F.K., 1973, in Proc. Sixth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Ann. N. Y. Acad. Sci 224, 237-260
- Polcaro,V.F., Bazzano,A., LaPadula,C., Ubertini,P., Vialetto,G., Manchanda,R.K., Damle,S.V. 1982, Astron.Astrophys. 108, 249-250.
- Pravdo,S.H., Becker,R.H., Boldt,E.A., Holt,S.S., Serlemitsos,P.J., Swank,J.H. 1977a, Ap.J.(Letters) 215, L61-L64.
- Pravdo,S.H., Becker,R.H., Saba,J.R., Serlemitsos,P.J., and Swank,J.H. 1977b, IAU Circ.,No. 3116.
- Pravdo,S.H., Boldt,E.A., Holt,S.S., Serlemitsos,P.J. 1977c, Ap.J. (Letters) 216, L23-L26.
- Pravdo,S.H., Boldt,E.A., Holt,S.S., Rothschild,R.E., Serlemitsos,P.J. 1978a, Ap.J. (Letters) 225, L53-L58.
- Pravdo,S.H., Bussard,R.W., Becker,R.H., Boldt,E.A., Holt, S.S.,Serlemitsos,P.J. 1978b, Ap.J. 225, 988-993.
- Pravdo,S.H., Bussard,R.W., White,N.E. 1979, Mon.Not.R.astr.Soc. 188, 5P-9P.
- Prendergast,K.H., Burbidge,G.R. 1968, Ap.J.(Letters) 151, L83-L88.
- Pringle,J.E., Rees,M.J. 1972, Astron. &Astrophys. 21, 1-9.
- Pringle,J.E., 1973, Nature Phys. Sci. 243, 90-94
- Pringle,J.E. 1982, in Accreting Neutron Stars, ed. W.P.Brinkmann &J.Trümper, MPE Report 177, 150-154.
- Rappaport,S., Joss,P.C., 1977, Nature 266, 683-685.
- Reppin,C., Pietsch,W., Trümper,J., Voges,W., Kendziorra, E.,Staubert,R. 1978, ESA SP-135, 293-297.

- Ricketts, M.J., Stanger, V., Page, C.G., 1982, in *Accreting Neutron Stars*, ed. W.P. Brinkmann & J. Trümper, MPE Report 177, 100-105.
- Roberts, Wm. J. 1974, *Ap.J.* 187, 575-584.
- Rothschild, R.E. 1981, in *X-Ray Astronomy in the 1980's*, ed. S.S. Holt (NASA TM 83848), 599.
- Ruder, H., Wunner, G., Herold, H., Trümper, J. 1981, *Phys. Rev. Letters* 46, 1700-1703.
- Ruderman, 1970, *Nature* 225, 838
- Ruderman, 1972, *Ann. Rev. Astron. Ap.* 10, 427-476.
- Scheepmaker, T., Jansen, F.A., Deerenberg, A.J.M., Ricker, G.R., Ballintine, J.E., Vallerger, J.V., and Lewin, W.H.G. 1981, *Space Sci. Rev.* 30, 325.
- Scheepmaker, T., 1983 private Mitteilung
- Shapiro, I.I. private Mitteilung
- Shklovsky, I.S., 1967, *Ap.J. (Letters)* 148, L1-L4
- Shulman, S., Friedman, H., Fritz, G., Henry, R.C., Yentis, D.J. 1975, *Ap.J. (Letters)* 199, L101-L104.
- Staubert, R., Kendziorra, E., Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Voges, W. 1979, in *X-Ray Astronomy*, ed. W. Baity and L. Peterson (Pergamon: Oxford), p. 489-492.
- Staubert, R., Kendziorra, E., Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Voges, W. 1980, *Ap.J.* 239, 1010-1016.
- Staubert, R., Kendziorra, E., Pietsch, W., Proctor, R.J., Reppin, C., Steinle, H., Trümper, J., and Voges, W. 1981, *Space Sci. Rev.* 30, 311.
- Stehle, C., 1981, *Messungen kompakter Röntgenquellen am Südhimmel mit dem AIT/MPE-Ballonexperiment*. Diplomarbeit Universität Tübingen.
- Stumpff, P. 1977, *Astron. & Astrophys.* 56, 13-23.
- Stumpff, P. 1979, *Astron. & Astrophys.* 78, 229-238.
- Stumpff, P. 1980, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.* 41, 1-8.
- Sturrock, P.A., 1971, *Ap.J.* 164, 529-556
- Tananbaum, H., Gursky, H., Kellogg, E.M., Levinson, R., Schreier, E., Giacconi, R. 1972, *Ap.J. (Letters)* 174, L143-L149.

- Theinhardt, J., 1981, Rotations-Modulations-Phoswich: Entwurf eines abbildenden Systems für den harten Röntgenbereich (oberhalb 20 keV). Diplomarbeit Universität Tübingen.
- Thomas, H.C., Africano, J., Delgado, A.J., Schmidt, H.U. 1983, *Astr. & Astrophys.* 126, 45-50.
- Trümper, J., Pietsch, W., Reppin, C., Sacco, B., Kendziorra, E., Staubert, R. 1977, *Ann. N.Y. Acad. Sci.* 302, 538-544.
- Trümper, J., Pietsch, W., Reppin, C., Voges, W., Staubert, R., Kendziorra, E. 1978, *Ap. J. (Letters)* 219, L105-L110.
- Trümper, J. 1979, in *X-Ray Astronomy*, ed. W. Baity and L. Peterson (Pergamon: Oxford), p.239.
- Trümper, J. 1982, in *Galactic X-ray Sources*, ed. P.W. Stanford, P. Laskarides, and J. Salton, 231-240.
- Trümper, J., Kahabka, P., Ögelman, H., Pietsch, W., Voges, W., Gottwald, M., Parmar, A.N., 1984, *IAU Circ. No. 3923*
- Tueller, J., Cline, T., Paciesas, W., Teegarden, B., Boclet, D., Durouchoux, P., Hameury, J., Haymes, R. 1981, *Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf., Paris, Vol.1*, 95-98.
- Tueller, J., Cline, T.L., Teegarden, B.J., Paciesas, W.S., Boclet, B., Durouchoux, Ph., Hameury, J.M., Prantzos, N., Haymes, R.C., 1984, *Ap. J.* 279, 177-183
- Ubertini, P., Bazzano, A., Padula, C.D., Polcaro, V.F. 1981, *Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf., Paris, Vol.1*, 99-102.
- Voges, W., Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Kendziorra, E., and Staubert, R. 1978, *IAU Circ., No. 3184*.
- Voges, W., Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Kendziorra, E., Staubert, R. 1979, in *X-Ray Astronomy*, ed. W. Baity and L. Peterson (Pergamon: Oxford), p.485-488.
- Voges, W., Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Kendziorra, E., Staubert, R. 1982a, *Ap. J.* 263, 803-813.
- Voges, W., Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Kendziorra, E., Staubert, R. 1982b, in *Accreting Neutron Stars*, ed. W.P. Brinkmann & J. Trümper, *MPE Report* 177, 125-129.
- Voges, W. 1983 not published

Voges,W., Pietsch,W., Reppin,C., Trümper,J., Kendziorra,E., Staubert,R. 1984 a
to be published

Voges,W., Kahabka,P., Ögelman,H., Pietsch,W., Trümper,J., 1984 b, talk pre-
sented at the Symp. on X-Ray Astronomy, Bologna

Wasserman,I., Salpeter E., 1980, Ap. J. 241, 1107

Wolff,C., Kondo,Y. 1978, Ap.J. 219, 605-612.

Danksagung

Ich möchte herzlich danken

Herrn Prof. Dr. J. Trümper für seine freundliche Unterstützung und Betreuung dieser Arbeit, sein Interesse und seine stete Bereitschaft zur Diskussion der Ergebnisse aus dem umfangreichen Datenmaterial,

meinen Kollegen Dr. W. Pietsch, Dr. C. Reppin, Dr. G. Hasinger und Dipl.-Phys. P. Kahabka vom MPE sowie Dr. E. Kendziorra und Dr. habil. R. Staubert vom Astronomischen Institut der Universität Tübingen für die angenehme Zusammenarbeit, besonders Dr. W. Pietsch und Dr. habil. R. Staubert für viele fruchtbare und intensive Diskussionen,

den Herren H. Böttcher, J. Krämer, Dr. F. Laux, K. Wegwerth und G. Wölfl sowie dem Personal des National Center for Atmospheric Research in Palestine, Texas für die erfolgreiche Unterstützung bei der Durchführung der Ballonexpedition im Herbst 1977,

Herrn Dr. W. Nagel für die freundliche Überlassung seines Computer-Programmes zur Berechnung des Röntgenspektrums aus einer heißen Plasmaschicht und Herrn Dipl.-Phys. K. Bickert für seine Unterstützung bei der Anwendung dieses Programmes,

den Herren Dr. habil. G. Morfill, Prof. H. Ögelman und Prof. J. Ventura für die anregenden Gespräche über die Akkretion von Materie auf kompakte Objekte,

den Mitgliedern des Rechenzentrums Garching-Nord für ihre Ausdauer und Mühe bei der Erfüllung einiger ausgefallener Wünsche, insbesondere Frau O'Shea für ihre Hilfe bei der Anwendung des Tex82-Systems zur Anfertigung dieses Manuskriptes,

und nicht zuletzt meiner Frau und unserem Sohn Thomas für ihre große Geduld und die mannigfaltigen Entbehrungen, die sie für viele Jahre auf sich genommen haben. Ohne die familiäre Unterstützung wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen.

Lebenslauf von Wolfgang Voges

- 21.12.1942 geboren in Aurich-Ostfriesland als erstes von zwei Kindern des Gymnasialdirektors Dr. Friedrich Voges und seiner Ehefrau Katharina geb. Ihnen
- 1949 – 1953 Besuch der Lamberti-Volksschule in Aurich
- 1953 – 1962 Besuch des Gymnasiums "Ulricianum" in Aurich
- August 1960 – USA-Aufenthalt in Toledo, Ohio als Austauschschüler. Besuch der Rogers-High-School mit Schulabschluß (High-School-Diplom)
- August 1961 Abitur am Gymnasium in Aurich
- Februar 1962 Beginn des Physik-Studiums an der Ludwig-Maximilians-Universität München
- Mai 1962 Vordiplom in Physik
- 1966 – 1968 Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching: "Entwicklung eines Antikoinzidenzzählers und eines Zweiteilchenzählers für ein Experiment zur Messung kosmischer Gammaquanten" unter Leitung von Prof. Dr. Klaus Pinkau
- August 1968 Diplom in Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München
- 30.8.1968 Eheschließung mit Margit Lindner
- seit 1.9.1968 Wissenschaftlicher Angestellter am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik
- 1968 – 1975 Mitglied der Gamma-Astronomie-Gruppe: Mitwirkung am Gammaexperiment S133 des ESRO-Satelliten TD-1A; verantwortlich für Labor- und Beschleunigertests sowie Daten-Auswertung
- 1969 – 1972 Teilnahme an der Entwicklung des Gammaexperimentes für den europäischen COS-B Satelliten. Vorbereitung, Durchführung und Datenauswertung von Beschleunigertests bei DESY/Hamburg und Saclay
- 1975 Wechsel zur Datenverarbeitungs-Gruppe
- 1975 – 1976 Mitwirkung bei der Auswertung der Plasmaexperimente auf den Helios-1 und -2 Satelliten.
- seit 1976 Teilnahme an Ballonkampagnen der Röntgengruppe und an der Datenauswertung: Untersuchungen an kompakten galaktischen und extragalaktischen Röntgenquellen mit dem Schwerpunkt Her X-1
- 1975 – 1984 Mitglied des Betriebsrates und dessen Vorsitzender von 1978-1981

